

JAERI-Research

96-007



トカマク型核融合実験装置における
イオンサイクロトロン波帯高周波加熱に関する研究

1996年2月

三枝幹雄

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公開している研究報告書です。

入手の問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1996

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 ㈱原子力資料サービス

トカマク型核融合実験装置における
イオンサイクロトロン波帯高周波加熱に関する研究

日本原子力研究所那珂研究所核融合工学部

三枝 幹雄

(1996年1月22日受理)

磁気閉じ込め方式での核融合研究の先陣を走るトカマク型核融合炉において、プラズマ追加熱、非誘導電流駆動を目的としたイオンサイクロトロン波帯(ICRF)加熱方式についての工学的、および物理的研究を行った。

まず、アンテナアレイ用の結合解析コードの開発を行い、そのコード等を用いてトカマク型核融合実験装置 JT-60, および JT-60U 用 ICRF アンテナの設計、製作を行った。次に、それらのアンテナを用いて JT-60, および JT-60U にて ICRF 加熱実験を行い、アンテナ結合特性の解析、ICRF 加熱時の周辺プラズマの物理的研究、加熱時の閉じ込め特性などの研究を行った。

また、ICRF 加熱を用いて、核融合炉で高速 α 粒子などにより励起され閉じ込め劣化を招くと予想されている TAE モードの研究を行った。少数イオンの ICRF 加熱にて加速した高速イオンで α 粒子を模擬し、励起された TAE モードの特性研究を行うと同時に、電流分布制御による TAE モードの抑制に成功した。

Studies for the Ion Cyclotron Range of Frequency Heating
in a Tokamak Fusion Experimental Device

Mikio SAIGUSA

Department of Fusion Engineering Research
Naka Fusion Research Establishments
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received January 22, 1996)

Ion cyclotron range of frequency heating has been investigated as an efficient additional plasma heating and non-inductive current driving methods in a tokamak type fusion experimental device.

At first, an ICRF antenna coupling code was developed for the estimation of the coupling properties of phased antenna array, so that the ICRF antennas were designed for JT-60 and JT-60U ICRF heating systems using the coupling codes. The ICRF heating experiments had been performed in JT-60 and JT-60U. The coupling properties of ICRF antenna, the physics of peripheral plasma and energy confinement by ICRF heating in various heating regimes have been investigated.

Next, the Toroidicity induced Alfvén Eigen (TAE) mode have been studied using minority ICRF heating for producing energetic ions which can excite TAE mode. The TAE mode could be suppressed by current profile control using current ramp operation and lower hybrid current drive.

Keywords: Tokamak, Plasma, Heating, ICRF, Antenna, Coupling JT-60, JT-60U,
TAE Mode

目 次

第1章 序 論	1
1.1 エネルギー開発における核融合研究	1
1.2 トカマクにおけるプラズマ加熱方式	4
1.3 イオンサイクロトロン高周波加熱	8
1.3.1 プラズマ中の波動と分散式	8
1.3.2 イオンサイクロトロン高周波加熱の原理とその応用	13
1.3.3 JT-60 及び JT-60U ICRF 高周波加熱装置	18
1.4 本研究の意義と論文の構成について	24
第2章 ICRF アンテナ結合コード	27
2.1 はじめに	27
2.2 ICRF 加熱用アンテナ結合解析コード	28
2.3 仕切り板のあるアンテナの結合解析コード	31
2.4 ま と め	40
付 録 A	42
第3章 JT-60 ICRF 加熱用アンテナの開発	44
3.1 はじめに	44
3.2 ファラデーシールドの電磁界測定	44
3.3 2ループアンテナの JFT-2M における結合および耐電力試験	53
3.4 JT-60 ICRF アンテナの設計および耐電力試験	58
3.5 ま と め	63
第4章 JT-60 ICRF 加熱実験	65
4.1 はじめに	65
4.2 JT-60 のアンテナ結合特性	65
4.3 Hモード発生時の結合特性	70
4.4 JT-60 における ICRF 加熱実験時の放射損失	74
4.5 JT-60 ICRF 加熱特性	76
4.5.1 軽水素イオンの第2高調波共鳴加熱実験	76
4.5.2 NBI との複合加熱によるビーム加速実験	77
4.5.3 第2高調波共鳴を用いた少数イオン加熱実験	79
4.5.4 第3高調波共鳴加熱実験	81
4.5.5 ICRF 加熱時のエネルギー閉じ込め特性	85
4.6 ICRF 加熱時のパラメトリック不安定性	88
4.7 ま と め	91

第5章 JT-60U ICRF 加熱用アンテナの開発	94
5.1 はじめに	94
5.2 JT-60U におけるアンテナ開発の背景	94
5.3 仕切り板つき 2×2 アンテナアレイの高周波基礎特性	98
5.4 JT-60U ICRF アンテナの設計方針	104
5.5 JT-60U ICRF アンテナの結合計算および設計	107
5.6 JT-60U ICRF アンテナの低電力測定および耐電力試験	114
5.7 ま と め	125
第6章 JT-60U ICRF 加熱実験	127
6.1 はじめに	127
6.2 JT-60U のアンテナ結合特性	127
6.3 ICRF 加熱に伴う放射損失の増加	133
6.4 JT-60U ICRF 加熱特性	138
6.5 高速イオンによる鋸歯状振動の安定化の物理像と理論	146
6.6 JT-60U での ICRF 加熱時の鋸歯状振動の安定化	151
6.7 ま と め	155
第7章 ICRF 加熱による TAE モードの研究	159
7.1 はじめに	159
7.2 トカマク型核融合実験装置でのTAE モードの発生	161
7.3 ICRF 加熱による TAE モードの励起とその特性	168
7.4 TAE モードの制御	184
7.5 ま と め	191
第8章 結 論	194
8.1 本研究のまとめ	194
8.2 今後の展望	196
謝 辞	199

Contents

1. Background and Basic Theory for Plasma Wave	1
1.1 Nuclear Fusion Research in a Strategy for Developing New Energy	
Source	1
1.2 Plasma Additional Heating Method for a Tokamak Type Fusion	
Reactor	4
1.3 Ion Cyclotron Range of Frequency (ICRF) Heating Method	8
1.3.1 Plasma Waves and Dispersion Relation	8
1.3.2 Principle and Application of ICRF Heating	13
1.3.3 ICRF Heating System for JT-60 and JT-60U	18
1.4 Significance of This Research and Paper Structure	24
2. ICRF Antenna Coupling Code	27
2.1 Introduction	27
2.2 Coupling Code for Analyzing ICRF Antenna	28
2.3 Coupling Code for an Antenna Array with Solid Septum	31
2.4 Summary	40
Appendix A	42
3. ICRF Antenna Development for JT-60	44
3.1 Introduction	44
3.2 Field Pattern Measurement Around Faraday Shield	44
3.3 Coupling and High Power Tests of the 2 Loop Test Launcher in	
JFT-2M	53
3.4 JT-60 ICRF Antenna Design and High Power Test in a Vacuum	
Test Stand	58
3.5 Summary	63
4. ICRF Heating Experiments in JT-60	65
4.1 Introduction	65
4.2 Coupling Properties of JT-60 ICRF Antenna	65
4.3 Behavior of Coupling Resistance at L to H Transition	70
4.4 Radiation Loss Caused by ICRF Heating in JT-60	74
4.5 ICRF Heating Results in JT-60	76
4.5.1 Second Harmonic ICRF Heating Experiments	76
4.5.2 Combined Heating of ICRF and NBI	77
4.5.3 Second Harmonic Minority ICRF Heating Experiments	79
4.5.4 Third Harmonic ICRF Heating Experiments	81

4.5.5 Characteristics of Energy Confinement	85
4.6 Parametric Instabilities Accompanied by ICRF Heating	88
4.7 Summary	91
5. Development of the JT-60U ICRF Antenna	94
5.1 Introduction	94
5.2 Background for ICRF Antenna Development in JT-60U	94
5.3 Low Power Test of 2×2 Antenna Array with a Solid Septum	98
5.4 Design Policy for a JT-60U ICRF Antenna	104
5.5 RF Design for JT-60U ICRF Antenna	107
5.6 Low Power Test and High Power Test of JT-60U ICRF Antenna	114
5.7 Summary	125
6. ICRF Heating Experiments in JT-60U	127
6.1 Introduction	127
6.2 Coupling Properties of JT-60U ICRF Antenna	127
6.3 Radiation Loss Caused by ICRF Heating in JT-60	133
6.4 ICRF Heating Results in JT-60	138
6.5 Sawtooth Stabilization by Toroidal Precession of Fast Ions	146
6.6 Sawtooth Stabilization by ICRF Heating in JT-60U	151
6.7 Summary	155
7. Toroidicity Induced Alfvén Eigen (TAE) Mode Research Using ICRF Heating	159
7.1 Introduction	159
7.2 TAE Mode in Tokamak Plasmas	161
7.3 TAE Mode Excitation by ICRF Heating	168
7.4 TAE Mode Control	184
7.5 Summary	191
8. Conclusion	194
8.1 Summary	194
8.2 Prospect of Fusion Research	196
Acknowledgments	199

第1章 序 論

1. 1 エネルギー開発における核融合研究

人類誕生から現在に至るまでの歴史は、いくつかの分類法があるが、その内の一つに制御可能なエネルギーの形態によって分ける方法がある。受動的には太陽から来る光エネルギーの利用が最初であろう。次には暖房、調理、工作等に用いられた火の制御、また水車、風車、帆船などの水力及び風力。これらのエネルギーは文明の発生以来、数千年に渡って人類に必要なエネルギーを賄い、また環境にも大きな影響は残さなかった。しかし、18世紀に蒸気機関の発明によって産業革命が起こり、化石燃料の大量消費の時代がやって来た。化石燃料は、石炭、石油、天然ガスと多少の差異はあれ、大気汚染、酸性雨、大気中の二酸化炭素の増加がもたらす温室効果による温暖化等、地球生命の将来を左右しかねない程の環境破壊をもたらした。それと並行してまず軍事的に現われたのが、原子力である。

核反応エネルギーの社交界へのデビューは、第2次世界大戦の末期にアメリカ合衆国がマンハッタン計画の成果として日本に原爆を投下したことから始まる。まず、広島には濃縮ウランを用いた原爆を、そして長崎には、プルトニウムを用いた原子爆弾を投下した。その後、核融合反応を用いた水素爆弾が完成し、米ソの軍拡競争を経た後、大陸間弾道弾（ICBM）の時代となった。

原子力の平和利用はこれと並行して着実な進歩をとげて来た。原子力発電は、石油ショック以来、市場価格の変動にあまり依存しない発電方式として軽水炉、重水炉、高速増殖炉と技術開発が行われてきた。これらは近い将来の化石燃料の枯渇時にも必要なエネルギーを供給できるのみならず、大気汚染などの解決案とも考えられた。しかし、イスラエル、米国によるイラクの原子炉爆撃を始め、スリーマイルアイランドでの炉心溶融、チェルノブイリでの事故による世界規模での放射能汚染など、世界的レベルでの原子炉の安全維持管理には限界が見えてきた。特に、高速増殖炉では燃料に毒性の極めて強いプルトニウムを用い、一次冷却材に水と反応して爆発する液体ナトリウムを用いる必要があり、安全対策とそのコストは東西緊張緩和に伴うウラン、プルトニウムの価格下落とともに増殖炉開発の障害となっている。

また、例え非軍事的目的であったにしても、米ソ仏英中ら核保有国以外のプルトニウム保有は、核兵器の拡散による核保有国の国際的地位の相対的低下を引き起こすため、今後は一層困難になるであろう。従って、世界に開かれた核燃料サイクル及び高速増殖炉の開発研究は、世界各国の核兵器保有後の再度の世界的軍事バランス後に可能になると思われる。

核分裂を用いた原子力発電は、高速増殖炉を用いたとしても、数百年で燃料が枯渇すると言われ、将来に渡って安定したエネルギー供給を考えるならば、燃料である重水素が海水中に無尽蔵（原子数で0.015%）にある核融合発電等、新しいエネルギー源を開発することが必要不可欠である。現在、利用可能な核融合反応としては以下のような反応が考えられている。

1. $D + T \rightarrow {}^4_2\text{He} (3.52 \text{ MeV}) + n (14.06 \text{ MeV})$
2. $D + D \rightarrow T (1.01 \text{ MeV}) + p (3.03 \text{ MeV})$
3. $D + D \rightarrow {}^3_2\text{He} (0.82 \text{ MeV}) + n (2.45 \text{ MeV})$ (1)
4. $D + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} (3.67 \text{ MeV}) + p (14.67 \text{ MeV})$

ここで、D, T, n, p はそれぞれ重水素、三重水素、中性子、陽子を表す。

1の反応は比較的低温でも起き、発生するエネルギーも大きいため、核融合発電に適しているが、放射性同位元素である三重水素が天然には存在しないため、リチウムと中性子の核反応により三重水素を製造する必要がある。これでは、資源枯渇問題の解決にはならないので、最終的には2及び3の反応のような重水素のみを燃料とする方式が有望であろう。また近年、中性子を出さないクリーンな核融合として、4の反応を用いた核融合発電も注目を浴びつつある。

太陽中での4個の水素イオンが1個の α 粒子に変わる核融合反応は、その膨大な体積による良好なエネルギー閉じ込めにより、比較的低温で希薄なプラズマ中でも反応する。しかし、地上で核融合発電を行うには、高温、高密度のプラズマを十分に核融合反応が進行する以上の間、保持する必要がある。これらの条件を満たすために、現在2つの方式で核融合研究が行われている。一つはパルス炉を前提にし、特殊な構造の燃料球を複数の短パルスのレーザービーム（又は粒子ビーム）で爆縮することにより、非常に高密度のプラズマを慣性で一瞬だけ閉じ込め、核融合反応を起こさせる慣性閉じ込め方式、もう一つは、真空容器中に壁から

離した状態で磁力線によって比較的低密度のプラズマを長時間閉じ込め、高周波や中性粒子入射によって熱核融合反応が起きるまでプラズマ加熱を行う磁気閉じ込め方式である。磁気閉じ込め方式にもトカマク型、ステラレータ型（ヘリオトロンの含む）、ミラー型、逆転磁場ピンチ型等種々の方式があるが、本論文では、最も核融合炉に近い条件を達成している磁気閉じ込め方式のトカマク型実験装置に限定して議論を行う。

制御熱核融合のマイルストーンには、臨界プラズマ条件と自己点火条件の2つの物理的境界がある。今、外部からの入力に対する核融合反応出力の割合をQ値と定義すると、 $Q=1$ の状態を臨界条件と呼び、 $Q=\infty$ の状態（核融合反応が外部からの入力無しに持続する条件）を自己点火条件と呼ぶ。この重水素と三重水素の核融合反応による臨界条件達成を目指して建設された実験装置が、世界の3大トカマクである米国プリンストンプラズマ物理学研究所（PPPL）のTokamak Fusion Test Reactor (TFTR)、欧州共同体の Joint European Torus (JET) 及び日本原子力研究所（原研）のJAERI Tokamak-60 (JT-60)である。このうちJETは、重水素プラズマではあるが1991年に目標の臨界条件に相当するプラズマパラメータを達成した。また、原研でもJT-60の高性能化改造後のJAERI Tokamak-60 Upgrade (JT-60U)にて1993年にJETのデーターを越える世界最高の核融合積（ $T_i(0) \cdot n_D(0) \cdot \tau_E$ ）を達成し、1994年には $T_i(0) \cdot n_D(0) \cdot \tau_E \sim 1.2 \times 10^{21} \text{keV} \cdot \text{sec} \cdot \text{m}^{-3}$ （ $T_i(0)=3.8 \text{KeV}$ 、 $T_e(0)=1.0 \text{KeV}$ 、 $n_D(0)=4.8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、 $\tau_E=0.66 \text{sec}$ ）にまで達した[1.1]。ここで、 $T_i(0)$ 、 $T_e(0)$ および $n_D(0)$ はプラズマ中心でのイオン温度、電子温度および重水素イオン密度を表し、 τ_E はプラズマ全体のエネルギー閉じ込め時間を表す。

実際の核融合炉で用いる放射性同位体である三重水素を使った実験は、JETにて1991年から[1.2]、TFTRにて1993年から開始された。そして、1994年にはTFTRによって10.7 MWの核融合反応出力が達成された[1.3]。

これらのデーターを踏まえて建設されるべき、自己点火条件を目指す次期トカマク型核融合実験装置は予算の規模が数千億円以上となり、もはや、一国で賄うことは困難となりつつある。そのため、国際原子力機関（IAEA）のもとで日、米、EC、ロシア（開始当時はソ連）

の4極が主体となって国際熱核融合実験炉 (International Thermonuclear Experimental Reactor: ITER) が計画された。まず、概念設計 (Conceptual Design Activities: CDA) が1988年4月から1990年12月まで行われ、物理及び工学におけるR&D項目の洗い出しが行われた。それらの結果に基づき、1992年7月より工学設計活動 (Engineering Design Activities: EDA) が始まっており、6年間の設計期間を経た後、順調に計画が進んだならば1998年より建設が開始され、2008年頃からは物理実験が開始できる予定である。このITERの成否を握るものが、プラズマの温度を自己点火条件まで引き上げ、かつ定常運転を可能にする加熱電流駆動である。本研究のテーマであるイオンサイクロン波帯高周波加熱は、そのうち最も高効率、経済的で確立された技術に基づく加熱方式であるが、次節の1.2では、トカマク型核融合実験装置でのイオンサイクロン波帯高周波加熱方式とその他の加熱方式についての比較を行う。

1.2 トカマクにおけるプラズマ加熱方式

制御熱核融合炉の必要条件が、長いエネルギー閉じ込め時間、高密度、高イオン温度の3つの条件であることは既に述べた。このうち高イオン温度を得るには加熱を行う必要がある。トカマクでのプラズマ加熱は、電気抵抗のあるプラズマ自身に電流が流れることによって起きるジュール加熱が最も高効率である。しかし、プラズマの抵抗値が電子温度の $-3/2$ 乗で低下するため高温プラズマでは十分な加熱が行えない。従って、イオン温度を核融合反応に十分な値まで加熱するには、外部からのエネルギー注入によるプラズマ加熱が必要となる。

現在トカマクで使われているプラズマの加熱方式は大きく二つに分けられる。一つは、外部からアンテナを用いてプラズマ中に波動を励起し、電子及びイオンサイクロトロン減衰 (Electron or Ion cyclotron damping)、電子及びイオンのランダウ減衰 (Electron or Ion Landau Damping (ELD or ILD))、電子の走行時間減衰 (Transit Time Magnetic Pumping (TTMP)) 等の減衰機構を利用して、プラズマの加熱を行う高周波加熱方式である。そしてもう一つは、外部から高速の中性粒子を入射し、プラズマ中のイオンとの荷電交換あるいはイオン及び電子による電離によってプラズマ中に高速のイオンを発生させ、プラズマ中でのイオン、電子との衝

突によるエネルギー緩和によって加熱を行う中性粒子入射 (Neutral Beam Injection: NBI) 加熱方式である。

NBI加熱は物理的に単純な加熱方式であるため、プラズマ形状の制御を加熱と独立して行う事が可能である。加熱運転時に考慮すべき点としては、幾何光学的な問題 (NBIビームの軸とプラズマ位置の関係)、衝突の物理 (低密度では突き抜けて対向面の第一壁を溶かし、高密度ではプラズマ周辺部で吸収され閉じ込めが劣化する) 等、単純な原理のみで実験が可能である。そのため、従来の中小型トカマク及び、現存する大型トカマクでは有効な加熱方法の一つであった。しかし、ITER程度のトカマクにおいて中心加熱及び、中心付近での電流駆動を行うためには1 MV以上の加速電圧、将来の核融合炉では、密度やサイズに比例して更に高い加速電圧が要求される。そのため、高速での中性化効率が低い正イオンや、装置を巨大化する静電加速方式では現実的な設計が困難となり、現在、これらの問題を解決するために様々な研究が行われている。まず、中性化効率を改善するためには、高速イオンでも中性化効率の高い負イオン源の開発が行われており、1995年6月現在で、700 keV、230 mA、1 秒程度の値が達成されている。しかし、ITER用の負イオン源ユニット (1000 keV、28 A、1000秒) の性能を満足するには、更に17万倍以上の性能向上が必要である。また、装置小型化のためには、高周波を用いたRFリニアックの研究も行われているが、高周波の発振効率に更に加速効率がかかるため、高周波加熱方式よりも効率は低下する。

工学的に中性粒子入射加熱方式が高周波加熱方式とは異なる最も重大な相違点は、トカマク本体とイオン源の間に真空窓が設置できないことである。そのため、交換頻度が高いイオン源を始めとした加熱装置の主要部分のメンテナンスを、放射性同位体であるトリチウム雰囲気中で行わなければならない。また、プラズマ物理学的課題としては、トカマク接線方向への高速中性粒子入射によって発生した高速イオンの速度が、アルベン速度の3分の1を越える領域で、エネルギー閉じ込めに有害なToroidicity induced Alfvén Eigen (TAE) モードを励起する可能性が高いことである。このTAEモードはまず理論的に予測され、後にNBI加熱実験でも確認されている。このように、実験装置では有用であったNBI加熱方式も、将来の核融合炉用としては、高周波加熱方式に比べ価格性能比、総合効率が低く、工学的、物理的

に解決しなければならない課題が多い。

廉価、高効率で、核融合炉への適用が容易な高周波加熱方式は、大きく4つに分けられる。即ち、その周波数帯と用いる波の種類によりイオンサイクロトロン波帯(ICRF)加熱、電子サイクロトロン波帯加熱(ECH)、低域混成波帯(LHRF)加熱及びイオンバーンシュタイン波(IBW)加熱に分類される。このうち、IBW加熱は高速のイオンを発生することなく直接イオン加熱が行える方法とされているが、加熱が確認されない装置もあり、他の3つの方式に比べ安定度が低い。しかし、最近ではIBWがプラズマの中心付近で作り出す輸送障壁を用いたプラズマの圧力分布制御への応用が検討されている。[1.4]

LHRF方式は主に電流駆動に用いられるが、電子加熱にも有効である。しかし、波動の伝搬と吸収機構である電子ランダウ減衰の特徴により、トロイダル効果で吸収層が小半径方向に広がるため局所的な中心加熱は困難である。しかも、波の近接性の為にITER程度の磁場強度とプラズマ密度では中心部の加熱、電流駆動は行えない。更に、波の励起にはアンテナ-プラズマ表面の距離が数cm程度の必要があり、アンテナ先端への熱入力が極めて大きいにもかかわらず遅波構造を作るためのアンテナ先端の微細なグリル構造が直接冷却不可能であるため、従来の概念のアンテナは核融合炉では使用できない。上記の理由により、ITERの概念設計では周辺部の電流駆動用として考えられていたが、工学設計時には検討項目外となった。しかし、低電子温度プラズマでの電流駆動効率の実績は他の方式に比べてずば抜けており、将来、ブートストラップ電流等を用いた核融合炉の定常運転時には、新しい概念のアンテナを用いたLHRFによる周辺の電流分布制御が必要になるかも知れない。

電子サイクロトロン波帯加熱はプラズマの密度を変化させず局所的に電子加熱及び、電流駆動が行える方法であり、電磁波モードによる伝搬のため、アンテナをプラズマから数十cm以上離しても加熱が可能である。しかも、他の高周波加熱方式と同じく、NBIには不可能な真空窓によるトカマク本体と伝送路の分離が可能であるため、加熱装置の運転維持を放射線管理区域外で行える利点がある。しかし、ミリ波帯の大電力高周波部品は需要が少なく、極めて高い製作精度が要求されるためコストが高い。また、高周波源であるGyrotronの現在

(1995年2月)の実績は、140 GHz帯で高周波出力500 kW、3秒、158GHz帯で700 kW、0.7秒、

167GHz帯で500kW、0.7秒程度であり、ITER級トカマクでの電流駆動（220GHz帯）、中心加熱（170GHz帯）、予備電離（140GHz帯）システムに必要な、1MW以上で連続発振が可能な高周波源は存在しない。一方、Gyrotronの効率は従来30～40%程度と他の高周波加熱装置の半分程度であったが、最近では発振に用いた後の電子ビームから静電的にエネルギーを回収する方法により、50%程度まで効率が向上してきた。また、Gyrotron開発上の最大の問題である出力用真空窓についても、米国のバリアン社が開発した二重窓の間に高周波損失の少ない冷却剤（フロリナート）を流す面冷却方式のみならず、冷却が容易で大口径でも設計可能な分散型窓、誘電損の小さい極低温型窓等の基礎研究が行われている。このようにシステム自体がまだ発展途上の加熱方式ではあるが、大きな問題がプラズマから離れたところに限られており、加熱の物理は極めて単純であるため、将来有望な加熱方式としてシステムの継続的な開発研究が望まれている。

イオンサイクロトロン波帯加熱は、周波数帯が20MHz～120MHz程度と短波、FM放送、テレビ放送帯の部品が使用可能であり、効率70%程度で2MW級の4極管も存在するため、コストと信頼性の点では他の加熱方法の追従を許さない。また、3大トカマクでのプラズマ加熱の実績もあり、現在、核融合炉に最も適した加熱方式と言える。しかし、核融合炉の定常運転に必要とされる電流駆動に関しては、電子サイクロトロン波帯電流駆動（ECCD）と同様に、MA級の実験結果がない。その主な理由は、速波の電子ランダウ減衰による吸収率および電流駆動効率が電子温度に大きく依存しているにもかかわらず、現在までに速波電流駆動（FWCD）実験が行われた中型トカマクJFT-2M、DIII-Dのターゲットプラズマの電子温度が低すぎたためである。精密な理論計算によれば、ITERのプラズマパラメータでは、定常運転に十分な電流駆動効率が予測されている。また、実験的にも、高電子温度でのFWCD実験が、JETや加熱電力増力後のDIII-Dにて予定されており、ITERの主加熱、電流駆動方式の最有力候補の一つとなっている。現時点でのICRF加熱電流駆動方式の最大の課題は、プラズマのエネルギー閉じこめが良好なHモードプラズマに対して、アンテナの熱設計が可能な範囲までプラズマとアンテナ間の距離を離れた状態で、高効率の加熱及び電流駆動が行えるアンテナを如何にして開発するかである。

次に、ICRF加熱の基本的原理について述べる。

1. 3 イオンサイクロトロン高周波加熱

1. 3. 1 プラズマ中の波動と分散式

磁場中（磁場方向はZ軸方向）のプラズマの波動方程式は、図1.1のように波数ベクトルがx-z平面上にある場合、誘電率テンソル： $\{K_{ij}\}$ 、屈折率ベクトル： $\{N_i\}$ および、電界ベクトル $\{E_i\}$ を用いて(1)式の様に表される[1.5]。

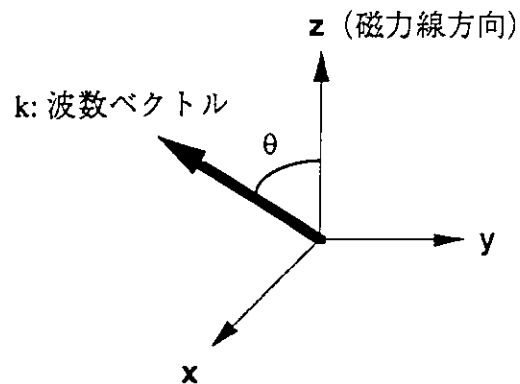


図1.1 座標軸と波数ベクトル

$$\begin{bmatrix} K_{xx} - N_z^2 & K_{xy} & K_{xz} + N_x \cdot N_z \\ K_{yx} & K_{yy} - N^2 & K_{yz} \\ K_{zx} + N_x \cdot N_z & K_{zy} & K_{zz} - N_x^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad \text{.....(1)}$$

アンテナ電流による波の励起を論ずるには、プラズマの熱的效果は余り重要ではない。従って、簡単のためイオンと電子の熱運動の効果を見捨てた場合、(1)式は(2)式になる。

$$\begin{bmatrix} K_{\perp} - N_z^2 & -iK_x & N_x \cdot N_z \\ iK_x & K_{\perp} - N^2 & 0 \\ N_z \cdot N_x & 0 & K_{\parallel} - N_x^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad \text{.....(2)}$$

ここで、熱運動の効果を見捨てた誘電率テンソルの各成分 $K_{\perp}$, K_x , $K_{\parallel}$ は、(3)式のように表される。

$$\left. \begin{aligned} K_{\perp} &= 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2} \\ K_x &= \sum_{\alpha} \frac{\varepsilon_{\alpha} \cdot \omega_{p\alpha}^2 \cdot \omega_{c\alpha}}{\omega \cdot (\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2)} \\ K_{\parallel} &= 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 ε_{α} は α 種の粒子の電荷の符号を意味し、 $\omega_{p\alpha}$ 、 $\omega_{c\alpha}$ はそれぞれ α 種の粒子のプラズマ周波数とサイクロトロン周波数であり、次の(4)式のように定義される。

$$\left. \begin{aligned} \omega_{p\alpha} &\equiv \sqrt{\frac{n_{\alpha} \cdot Z_{\alpha}^2 \cdot e^2}{m_{\alpha} \cdot \varepsilon_0}} \\ \omega_{c\alpha} &\equiv \frac{Z_{\alpha} \cdot e \cdot B}{m_{\alpha}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 Z_{α} 、 n_{α} 、 m_{α} は、それぞれ α 種のイオンの原子価数、密度、質量を表し、 B 、 e 、 ε_0 は、それぞれ磁束密度、電子の電荷、真空中の誘電率を表す。

(2) 式が電界が存在するときに成り立つには左辺の係数行列式が0になることが条件であるから、求める分散式は(5)式のように表される。

$$\begin{vmatrix} K_{\perp} - N_z^2 & -iK_x & N_x \cdot N_z \\ iK_x & K_{\perp} - N^2 & 0 \\ N_z \cdot N_x & 0 & K_{\parallel} - N_x^2 \end{vmatrix} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

(5) 式を $N_x = N \cdot \sin\theta$ について整理することにより冷たいプラズマの分散式として (6) 式が求まる。

$$a \cdot N_x^4 + b \cdot N_x^2 + c = 0 \dots\dots\dots (6)$$

そして、このときの各係数は

$$a = K_{\perp}$$

$$b = -K_{\perp}^2 + K_x^2 - K_{\perp} \cdot K_{//} + (K_{\perp} + K_{//}) \cdot N_z^2$$

$$c = K_{//} \cdot \{(K_{\perp} - N_z^2)^2 - K_x^2\}$$

となる。

波の遮断 (カットオフ) と共鳴は、それぞれ屈折率 N が 0 と無限大に相当するが、プラズマ加熱用に波を磁力線を横切って x 方向に伝搬させる場合には、 N_x について 0 と無限大がカットオフと共鳴に対応する。(6) 式に基づき、カットオフの条件を求めると、 $N_z^2 = R$ 、 $N_z^2 = L$ 、 $K_{//} = 0$ の 3 式がもとまる。ここで R と L は次のように定義される。

$$\left. \begin{aligned} R &\equiv K_{\perp} + K_x = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega + \varepsilon_{\alpha} \cdot \omega_{c\alpha}} \\ L &\equiv K_{\perp} - K_x = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega - \varepsilon_{\alpha} \cdot \omega_{c\alpha}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

$N_z^2 = R$ 、 $N_z^2 = L$ はサイクロトロン遮断であり、それぞれ右まわり遮断、左まわり遮断と呼ばれる。また、 $K_{//} = 0$ はプラズマ遮断と呼ばれ、遮断周波数は電子プラズマ周波数とほとんど同じである。

ここで、磁力線と垂直な面内での波の偏波は、(1) 式、または (2) 式から、 iE_x/E_y を求めることで明かとなり、 $|iE_x/E_y| = 1$ のとき円偏波となるが、一般には楕円偏波である。その回転の向きは、 iE_x/E_y の符号で表され、正の場合は右まわり偏波、負の場合は左まわり偏波と呼

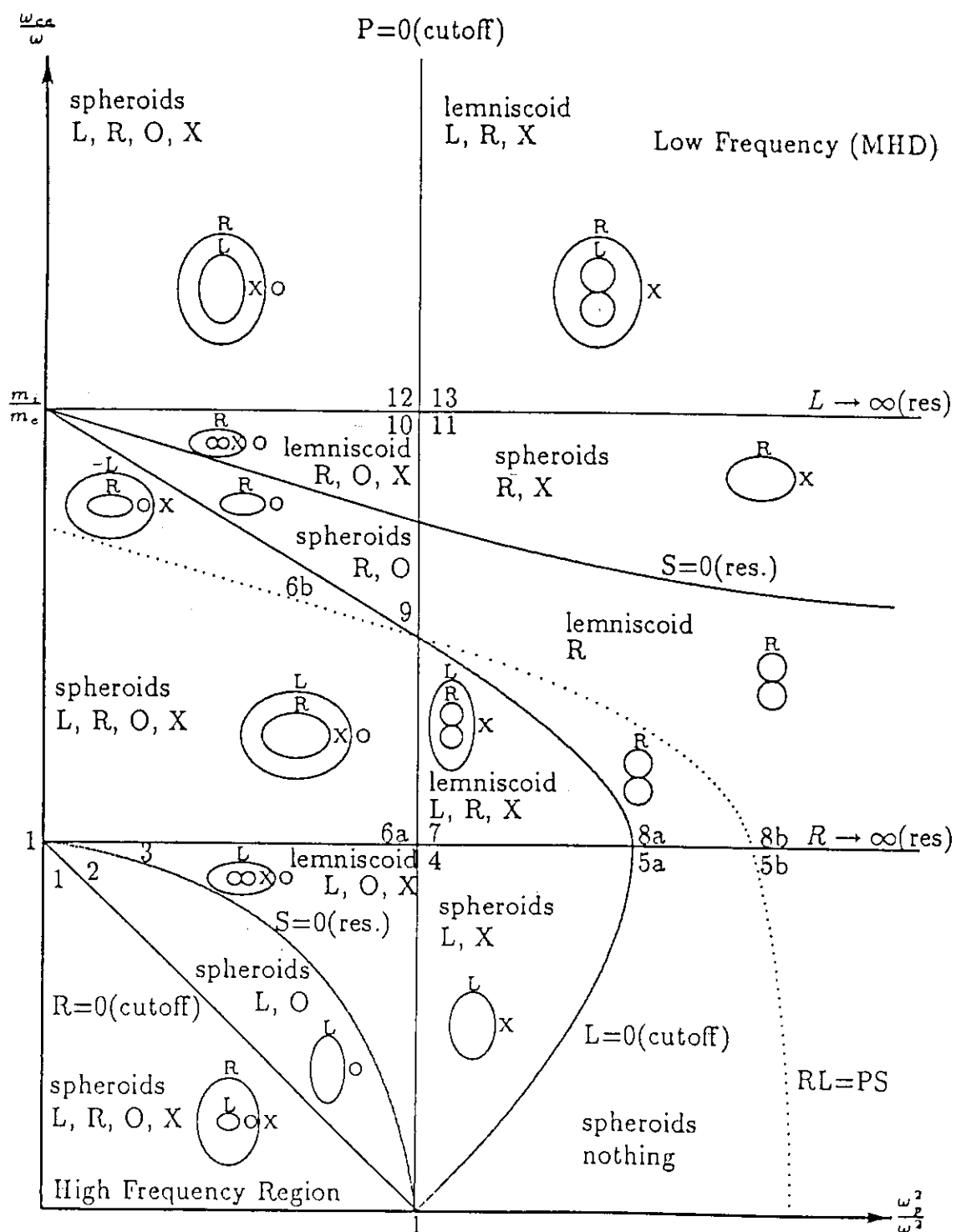


図 1.2 CMAダイアグラム

磁力線は下から上に向かっており、各図形は
各領域での速波と遅波の等位相速度面を表す。

O: 正常波、X: 異常波、R: R波、L: L波

ばれる。

磁場のあるプラズマ中の電磁波動の分類には、イオン、電子の熱的効果を見捨てた場合、図 1.2 に示す Clemmow-Mullaly-Allis (CMA) ダイアグラムがよく用いられる[1.6]。CMA ダイアグラムは、プラズマの磁場、電子密度、周波数を変化させた場合の波の極性、伝搬、カットオフ及び、共鳴を理解するためには非常に有用な図であり、(6) 式から描くことができる。磁力線は下から上に向かって存在すると仮定し、各パラメータ領域での位相速度面を波ごとに書き表してあり縦軸は電子サイクロトロン周波数との比を、横軸にはプラズマ周波数との比の 2 乗をとり、それぞれ磁場と電子密度に関する領域の切り分けを行っている。即ち、縦軸で 1 は電子サイクロトロン共鳴周波数、 m_i/m_e (=電子とイオンの質量比) はイオンサイクロトロン共鳴周波数を、横軸で 1 は電子プラズマ周波数を表している。イオンサイクロトロン波帯の波はイオンサイクロトロン共鳴 ($L=\infty$) 付近で、プラズマ中心付近では電子プラズマ周波数より低い周波数であり、低域混成波共鳴ほど磁場が弱くない領域であるから、図 1.2 の領域 11 と 13 に相当する。13 の領域では 2 つの波が伝搬可能であり、外側の位相速度の速い波を速波、内側の位相速度の遅い波を遅波と呼ぶ。

高周波加熱には波の吸収の評価が重要であるが、この場合にはプラズマの熱的効果を見捨てることはできず、(1) 式から分散式を求める必要がある。この場合、(5) 式に相当する式は、次式のように表される。

$$\begin{vmatrix} K_{xx} - N_z^2 & K_{xy} & K_{xz} + N_x \cdot N_z \\ K_{yx} & K_{yy} - N^2 & K_{yz} \\ K_{zx} + N_x \cdot N_z & K_{zy} & K_{zz} - N_x^2 \end{vmatrix} = 0 \quad \text{.....(8)}$$

これを

$$A \cdot N^4 + B \cdot N^2 + C = 0 \quad \text{..... (9)}$$

の形にまとめると、その各係数は、

$$\begin{aligned}
 A &= K_{xx} \sin^2 \theta + 2K_{xz} \sin \theta \cdot \cos \theta + K_{zz} \cos^2 \theta \\
 B &= -K_{xx}K_{zz} - (K_{yy}K_{zz} + K_{yz}^2) \cdot \cos^2 \theta + K_{xz}^2 - (K_{xx}K_{yy} + K_{xy}^2) \cdot \sin^2 \theta \\
 &\quad + 2(K_{xy}K_{yz} - K_{xz}K_{yy}) \cdot \cos \theta \cdot \sin \theta \\
 C &= K_{zz}(K_{xx}K_{yy} + K_{xy}^2) + K_{xx}K_{yz}^2 + 2K_{xy}K_{xz}K_{yz} - K_{yy}K_{xz}^2
 \end{aligned}$$

となる。しかし、一般には誘電率テンソルの各成分は、対象とするプラズマと波ごとに簡単化して用いられる場合が多い。

1. 3. 2 イオンサイクロトロン高周波加熱の原理とその応用

イオンサイクロトロン波帯の高周波加熱には、遅波加熱、速波加熱の2つの方式があるが、ここではまず、各々の波の特徴を述べた後に、核融合プラズマの加熱に有効な速波を用いた加熱の原理について述べる。

遅波 (Shear Alfvén Wave、または Torsional Alfvén Wave) は、左まわり偏波の波であり、電場の回転方向がイオンの回転方向と同じであるため、イオンサイクロトロン共鳴付近でイオンサイクロトロン減衰によりイオンに吸収される。また、遅波は磁場が共鳴層より弱い領域では伝搬できないため、プラズマ加熱時には強磁場側励起が用いられる。しかし、 $N_z^2=L$ の左まわり遮断を有し、高密度のプラズマ中は伝搬できないため、核融合プラズマの加熱には適していない。

速波 (Compressional Alfvén Wave、または Magneto Sonic Wave) は、右まわり偏波であり、 $N_z^2=R$ の右まわり遮断を有している。イオンの回転方向と電場の回転方向が逆であるため、基本波ではイオンサイクロトロン共鳴によるイオンの吸収は期待できない。しかし、高密度のプラズマでも伝搬が可能であるため、以下の様な方法を用いてイオン及び電子の加熱に用いられてきた。

まず、イオン加熱時には有限ラーマー半径効果でイオンが波を吸収するメカニズムを用いる。本来、イオンがラーマー運動で一周する間に磁場に垂直方向の速波の電界で作用をうけ

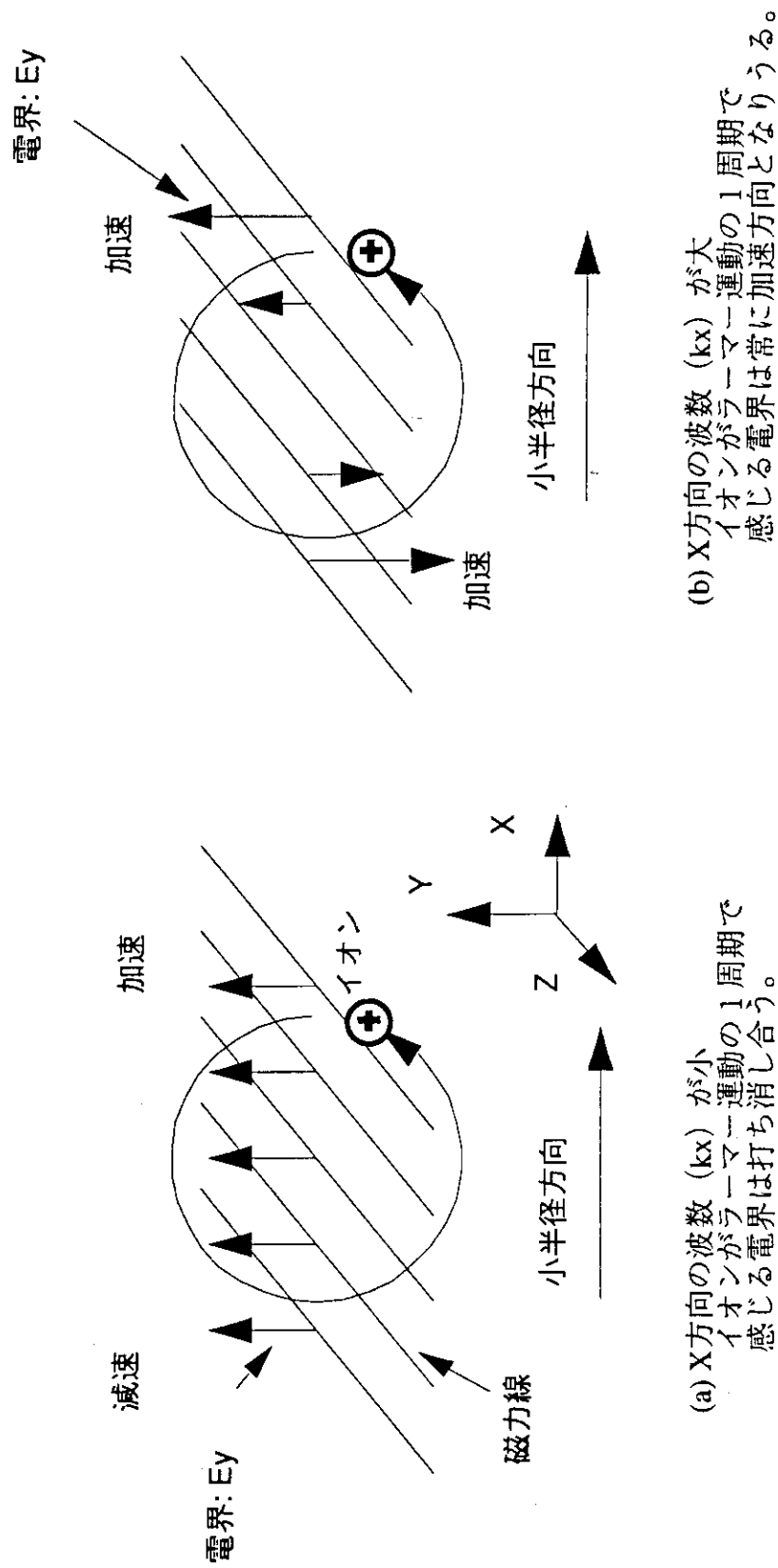


図 1.3 有限ラーマー半径効果 (速波によるイオン加熱の原理)

る場合、図 1.3 (a)のように共鳴層以外では加速と減速が打ち消しあって波のエネルギーはイオンに吸収されない。しかし、図 1.3 (b)のようにイオンのラーマー半径が、磁場と垂直な高周波電界の変化の特性長に比べ長い場合、イオンの軌道上の高周波電界の位相と強度が異なる効果に依って、波からエネルギーを受け取ることができる。この有限ラーマー半径効果を用いた加熱には二つの方法がある。一つはイオンサイクロトロン共鳴の高調波共鳴付近で磁力線と垂直な波数の虚数部が大きくなる効果を利用した加熱であり、もう一つは少数イオン加熱と呼ばれる方法で、共鳴しないイオン（例えば重水素）のなかに少数の共鳴イオン（例えば軽水素）を混在させ、イオンバーンシュタイン波との結合が存在する付近で磁力線と垂直な波数の虚数部が大きくなる効果を利用した加熱方式である。この少数イオン加熱方式には、少数イオンの基本共鳴周波数を利用する方式と高調波共鳴を利用する方式があるが、基本共鳴の場合には、少数イオンの存在比が小さい場合には上に示したイオン加熱が、大きい場合には後に示す 2 イオン混成共鳴層付近で電子が加熱される。また、少数イオンの高調波共鳴加熱では、少数イオンの存在比が大きくなってもイオン加熱のままであり、比較的ラーマー半径の大きい高速イオンの選択的加熱が起きる。

速波を用いた電子加熱には 3 つの方法がある。第一はランダウ減衰を用いた方法であり、波の磁力線方向の電界と電子の相互作用を用いて電子加熱を行う方法である。今、原理を説明するため、角周波数 ω の波の電界を $E(z, t) = E \cdot \cos(kz - \omega t)$ と簡単に与えると、単一粒子の運動方程式は $m \frac{dv}{dt} = qE \cdot \cos(kz - \omega t)$ で表される。ここで、 k は z 方向の波数、 m 、 q 、 v は、それぞれ、粒子の質量、電荷、速度を表す。この力が速度分布関数 $f(v)$ で分布する粒子に与えるエネルギーは次式で与えられる。

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(v) \cdot \left\langle \frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) \right\rangle \cdot dv = - \frac{(qE)^2}{2m} \cdot \frac{\pi\omega}{k^2} \cdot \frac{df(v)}{dv} \Big|_{v=\omega/k} \dots\dots\dots(10)$$

これがランダウ減衰を与える式であり、波の位相速度と同程度の粒子に共鳴して、電子と波の間のエネルギーの授受を表している。電子の分布関数が Maxwell 分布に近い場合には、

右辺の $\left. \frac{df(v)}{dv} \right|_{v=\omega/k}$ が負になるため、右辺全体は正となり、波のエネルギーは粒子に与えら

れ、加熱が行われることになる。また、 $\left. \frac{df(v)}{dv} \right|_{v=\omega/k}$ が正の場合には、粒子から波にエネルギーが与えられる逆ランダウ減衰と呼ばれる現象が発生しうる。（7章で述べるTAEモードは、イオンの逆ランダウ減衰によって励起されるシアアルフベン波の固有モードである。）

第2の方法は、走行時間減衰というメカニズムを用いた方法である。電子のサイクロトロロン運動（周波数 = 28 GHz/T）のほうがICRF帯の波の作る磁場の振動よりも遥に速いため、磁場の振動と電子の相互作用を求める場合、電子の磁気モーメント (μ_m) は保存量と見なすことができる。このとき、電子には、次式のようにトロイダル方向の磁場の勾配と電子の磁気モーメントに比例した力が電子に作用する。

$$m \frac{dv_{//}}{dt} = -\mu_m \cdot \nabla_{//} \tilde{B}_z$$

この式より、時間走行減衰によって速度分布関数 $f(v)$ で分布する粒子に与えられるエネルギーは次式で与えられる。

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(v) \cdot \left\langle \frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) \right\rangle \cdot dv = - \frac{\pi \cdot \mu_m^2}{2m} \omega \cdot |\tilde{B}_z|^2 \cdot \left. \frac{df(v)}{dv} \right|_{v=\omega/k} \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 $\tilde{B}_z$ はICRFによって作られた高周波磁場のトロイダル方向成分である。

第3の方法は、2成分イオンの混成共鳴面での速波のイオンバーンシュタイン波へのモード変換を利用した電子加熱である。少数イオン加熱において共鳴粒子の成分比を大きくすると図1.4に示すようにプラズマ中に速波が伝搬できない左まわり波のカットオフ面が発生し、その強磁場側の境界には2成分イオンの混成共鳴面が現われる。この場合、強磁場側からICRF帯の波を励起すると、2成分イオンの混成共鳴面付近では速波はイオンバーンシュタイン波とモード間結合が強く、波数が大きいイオンバーンシュタイン波にモード変換し、電子ランダウ減衰により電子加熱が起きる。

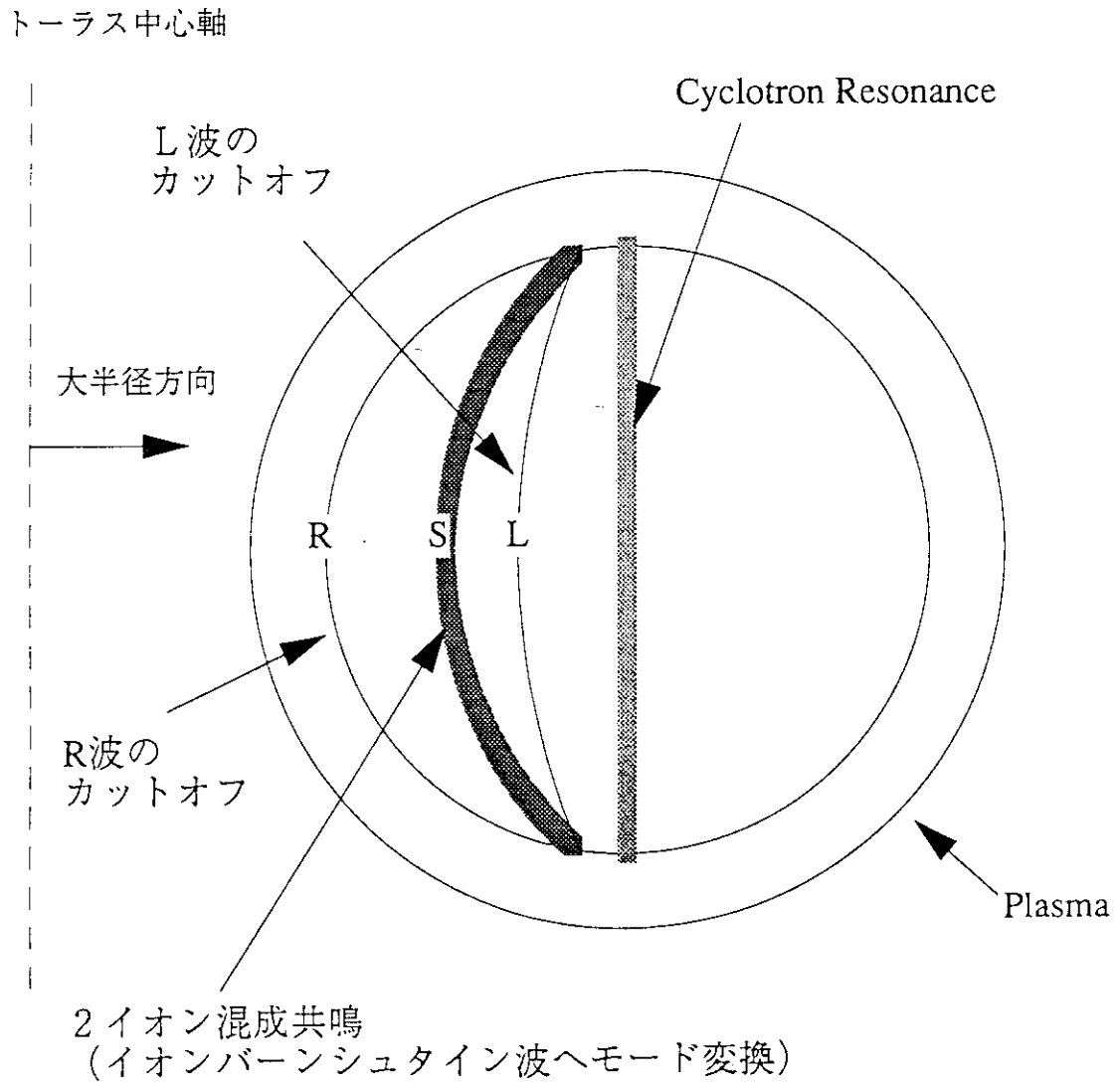


図 1.4 速波による少数イオン加熱時のプラズマ中の共鳴層とカットオフ面

以上のように、ICRF加熱には様々な方式があり、目的と条件に応じてイオン加熱、電子加熱、強磁場側励起、弱磁場側励起が選択可能な柔軟性に富んだ加熱方式である。

1. 3. 3 JT-60及びJT-60U ICRF高周波加熱装置

JT-60における追加加熱装置の計画は、臨界プラズマ条件の達成を目標に進められた。それらが、昭和61年に完成した中性粒子ビーム入射加熱装置（プラズマ加熱入力、20 MW）と、高周波加熱装置（プラズマ加熱入力、10 MW）である。中性粒子ビームは14ユニットから構成され、14個の大口径ポートから75 keVの軽水素をプラズマ中に入射して加熱を行うことができ、高周波加熱装置は4ユニットから構成され、4個の大口径ポートから4基のアンテナを介して高周波加熱が行えた。

高周波加熱装置建設の計画初期には、原研のトカマク装置JFT-2での低域混成波帯（LHRF）によるイオン加熱実験の成功により、低域混成波帯加熱装置4ユニットの建設を計画していた。しかし、米国プリンストンプラズマ物理学研究所（PPPL）のトカマク装置PLT、[1.7] フランスのトカマク装置TFR[1.8]、原研のトカマク装置DIVA、JFT-2等におけるイオンサイクロトロン高周波加熱（ICRH）実験の成功から、ICRF加熱方式が核融合炉の主加熱になる可能性が高いと判断され、建設直前に1ユニットのLHRF加熱装置がICRF加熱装置に変更された。これにより、JT-60における高周波加熱装置4ユニットは、1ユニットがICRF高周波加熱装置、残り3ユニットがLHRF高周波加熱装置となった。

当初、JT-60 ICRF加熱装置の周波数としては、高速イオンの閉じ込めが良くない小型トカマクでも確実に加熱が行える少数イオン加熱によるバーンシュタイン波へのモード変換を利用した電子加熱が検討され、混入させるイオン種によって45MHzと90MHzの2点が検討されていた。しかし、基本波共鳴を用いた少数イオン加熱では、速波の吸収が少数イオンの多数イオンに対する割合に大きく依存し、少数イオンが少ない場合には、有限ラーマー半径効果によりイオンサイクロトロン共鳴層で高速イオンの加熱となり、少数イオンが少し増えてくると2イオン混成共鳴付近でバーンシュタイン波にモード変換し電子加熱となり、更に増えると2イオン混成共鳴層が周辺へ移動するため中心部での加熱が行えなくなる。また、

2 イオン混成共鳴は強磁場側にあるため、空間的に制約の大きいトカマク中心部にアンテナを設置する必要があるが、アンテナ後部の高周波ケーブル、信号線、冷却水配管、ガスベキング用配管などを考慮した設計が極めて困難である。これに対し、2 倍の高調波加熱では、空間のある弱磁場側にアンテナを置くことができ、多数イオン加熱も少数イオン加熱も可能である。少数イオンの2 倍の高調波サイクロトロン共鳴加熱では、速波は有限ラーマー半径効果によって主に高速イオンに吸収され、高速のイオンが電子との衝突によって熱化されて電子が加熱される。中心付近で発生した高速イオンの電子との衝突によるエネルギー緩和機構は、核融合で発生した α 粒子による加熱機構と同じであり、自己点火前後のプラズマの加熱過程はスムーズにICRFで加速された高速イオンによる加熱から α 粒子による加熱に移行できる。以上のような理由により、将来の核融合炉で有望と思われる2 倍の高調波加熱が選択され、設計周波数の変更(110~130MHzに変更)が行われた。

JT-60 ICRF加熱用アンテナには、高加熱効率と加熱時の不純物発生を抑制するために、4本のアンテナをトロイダル方向とポロイダル方向に2段2列に並べ、各アンテナ間の位相が制御できる位相制御型2×2アンテナアレイが採用された。(図3.15を参照)このアンテナに対応して、高周波系は4系統に分かれており、各系統ごとに、位相と電力の制御が可能になっている。図1.5にJT-60 ICRF加熱装置の概略系統図を示す。標準信号発生器で発生した高周波信号は、レベル設定器にて、計算機のプレプログラムに従って、波形及び、高周波電力レベルの制御を受ける。その後、基準レベル発生器にて、フィードバック制御用の基準信号を取り出した後、位相設定器の中で4分岐され、4本のアンテナの各位相差が、計算機からのプレプログラムに従って設定される。

4分岐された信号は、電圧位相調整器によって2分岐され、各信号の位相、電力レベルは、計算機からのプレプログラムに従うと同時に、大電力増幅系の出力のモニター信号を用いてフィードバック制御される。また、運転の際、特定の系統に欠陥が生じた場合は、列レベルの電力低減制御が行え、アンテナまたは伝送線路上の放電など、反射電力の異常に伴う保護動作(反射異常1、2、3、定在波異常)の電力レベル制御も行われる。

大電力増幅器には、米国Varian社製の4極管(Imac 8973、単管出力750kW)8本が

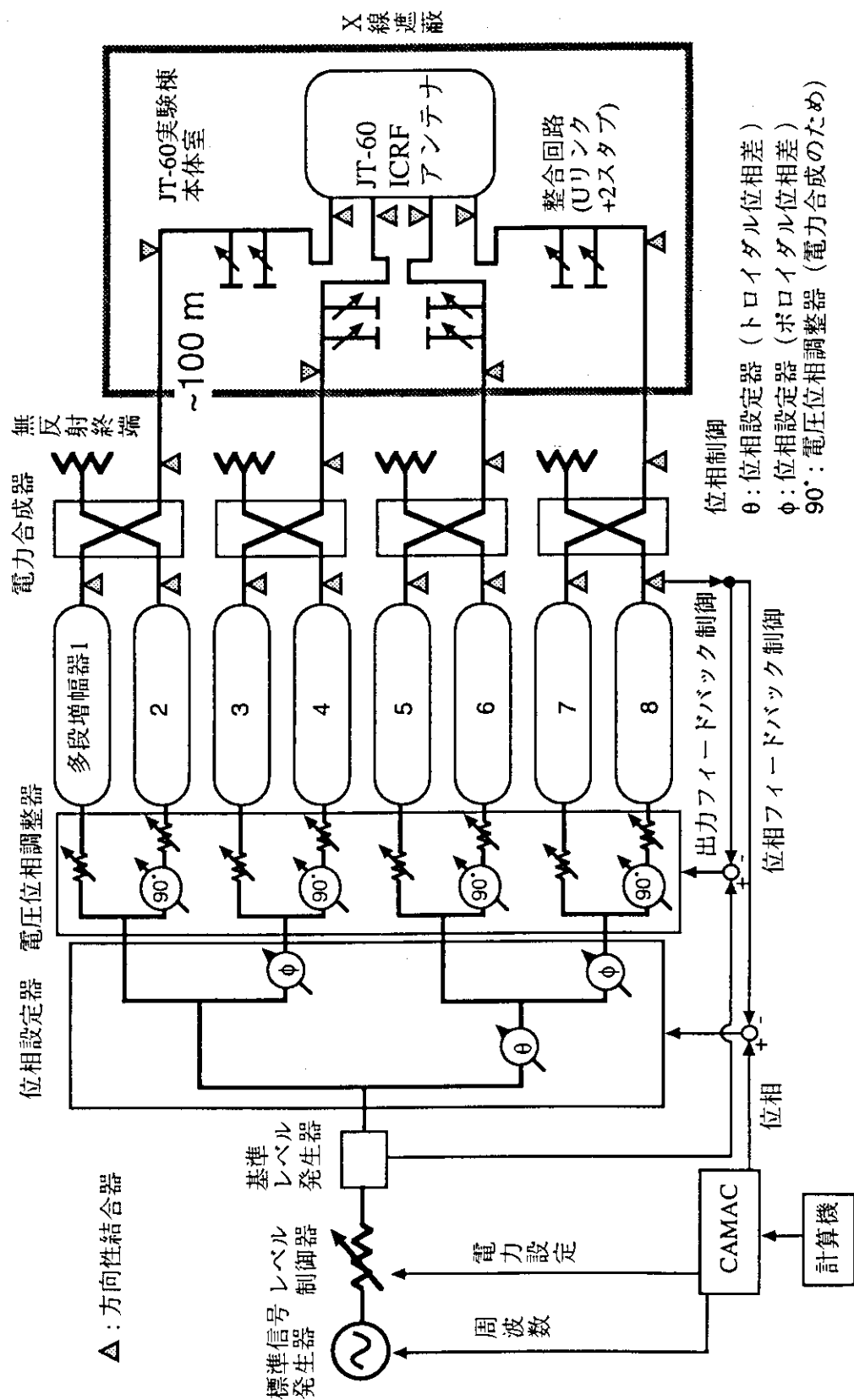


図 1.5 JT-60 ICRF加熱装置概略系統図

採用され、各系統には、2本の大電力4極管の出力1.5 MWが、電力合成器（ハイブリッド3dB方向性結合器）によって合成され給電される。ICRFアンテナの電力反射率は一般に高く、80～95%程度の状態で運転される。しかし、大電力4極管の出力インピーダンスは反射電力の絶対値と位相により大きく変化するため、安定した運転を行うためには反射電力を極力低く押さえる必要がある。そのため、アンテナの近傍にはインピーダンス整合回路（各系統にUリンク1本、スタブ2本）を設置し、アンテナと伝送線路間のインピーダンス整合を取る必要がある。

アンテナ自身の特徴は後に述べるとして、JT-60 ICRF加熱装置の特徴の一つはリアルタイム位相制御が可能であった点である。すなわち各アンテナ間の位相差を10 μ sec毎に測定し、100 μ secの時定数でフィードバック制御すると同時に、プレプログラムにしたがって10 msecステップでリアルタイム制御が可能であった。これにより、プラズマの密度、位置の変化にもかかわらずアンテナ間位相を一定に保つことができ、かつ、1ショットの放電でも位相依存性のデーターが収集可能であった。

また、アンテナ部の放電に対する保護回路として、アンテナからの反射電力が設定された反射率を越えた際に働くノッチング回路を採用した。この回路は、反射異常検知後2～10 msecの間、高周波を停止し、高周波放電が止った後にまたもとの電力レベルの高周波を入射することができた。この回路により、効果的にアンテナの調整運転が行え、小さな突起は電界研磨により除去でき、大きな放電によるアンテナ部の損傷は防ぐことができた。また、アンテナ部の反射電力を検出し、反射電力が一定になるようにフィードバック制御を行うことにより、プラズマのいかなる挙動にもアンテナ部の発生電圧を常に安全なレベルで保つことができた。

JT-60 ICRF 高周波加熱装置は昭和61年7月に完成し、NBI加熱装置、低域混成波帯加熱装置とともに加熱実験が開始された。加熱実験開始当初は、加熱時の金属不純物混入の問題に悩まされたが、昭和62年にトカマクの第一壁の約半分（プラズマとの相互作用が多い部分）をカーボン化することにより金属不純物の混入抑制に成功した。また、昭和63年には、高閉じ込めモード（Hモード）の加熱入力のにきい値を下げるために当初は外側にあっ

たダイバーターを下側に移動させる改造を行うと同時に、軽水素に比べ閉じ込め特性の良い重水素プラズマの実験対策として、重水素同士での核融合反応で発生する中性子の遮蔽を行った。この改造によって、下側斜ポートにアンテナを有するICRF加熱装置は、ダイバータ配位での加熱実験は不可能になり、リミター配位のみでの実験となった。ICRF加熱装置としては、昭和64年4月から周波数フィードバック制御による自動整合機能を追加し、プラズマ負荷の時間変化にも追従が可能となった。

昭和64年10月にJT-60の全実験は終了し、プラズマ電流の増強と体積の増大のために、JT-60Uへの改造が行われた。トロイダルコイルは同じものを用いたが、真空容器は下側ダイバータ用に新しく作り直し、プラズマ体積は60から100m³へと拡大された。また、従来の外側ダイバーター用の真空容器では不可能であった大型の水平ポートを設け、この水平ポート2個に、新しい設計のICRFアンテナ2基を新設した。このアンテナ1基の開口面積は従来のアンテナの3倍であり、アンテナ2基で6倍の面積となった。JT-60でのICRFの最大入射電力は3.1MWであり、この時のアンテナ開口部の電力密度は、16MW/m²と世界最高値を達成したが、装置の定格出力5MWの60%に過ぎなかった。これにより、アンテナ開口部での電力密度限界がある程度明確になったため、JT-60Uでは、アンテナ開口部の面積を拡大し、アンテナ近傍の電磁界を低減させると同時に放射しやすいアンテナを目指して設計を行った。

図1.6に改造後のJT-60U ICRF加熱装置概略系統図を示す。JT-60Uアンテナは2式のため、アンテナ素子の本数は8本となり8個の4極管から8本のアンテナ素子に給電する方式となった。また、整合器の構成も従来のUリンク、2スタブ方式から、新たに大電力型の可動位相器を開発することによって、1位相器、1スタブ方式へ変更され、整合範囲を広げると同時に操作を容易にした。増幅器の高周波出力は、当初、JT-60と同じ6MW、10秒であったが、増幅器の効率改善を目指した調整、1部の劣化した4極管をVarian Imac社製のX2274に交換することによって、8MW、3秒までの模擬負荷運転が可能になった。そして、平成7年3月には、伝送損失（約5%）、アンテナ整合器間の高周波損失（約5%）を考慮した装置の最高プラズマ加熱電力の97%に相当する7MWを、実際の加熱実験で達成した。

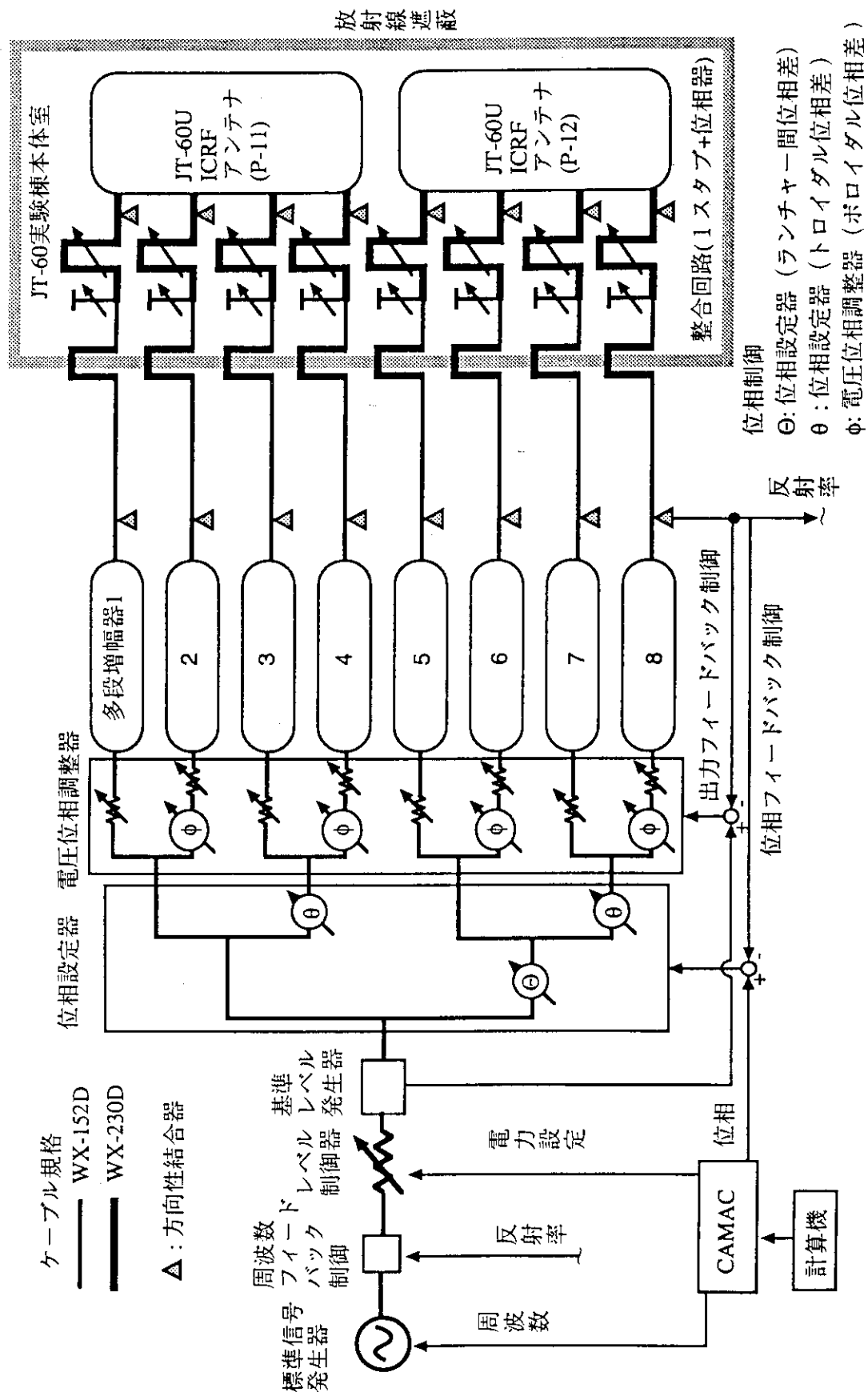


図 1.6 改造後のJT-60U ICRF加熱装置概略系統図

1. 4 本研究の意義と論文の構成について

以上述べたように、トカマク型核融合炉に最適な加熱電流駆動方式はイオンサイクロトロン波帯高周波加熱方式であるが、この方式の残された最大の問題はアンテナである。ICRF加熱用アンテナは比較的周波数が低いために、他の加熱方法と比べて開口部の電力密度が低く広い開口面積が必要となり、中性子シールドや発電を行う際の中性子の絶対量が少なくなる等の欠点がある。また、アンテナ前面のファラデーシールドと呼ばれるデバイスの熱設計は、LHRFのアンテナ先端ほどでは無いにしろ、容易とは言えない。更に、アンテナとプラズマ間の距離についても、従来のように数cm程度の距離では、第一壁やアンテナ自身の熱設計が困難になる。運転に関しても従来の方法では、互いに結合しあった多数のアンテナのインピーダンス整合を同時に満足させることは容易ではない。従って、ICRF加熱技術に関して最も開発が待たれているものは、熱設計が容易で、プラズマから十分離して加熱や電流駆動に最適なトロイダル方向屈折率のスペクトルを励起でき、インピーダンス整合の運転が容易な新しいアンテナの開発である。

また、ITER等の次期装置では、三重水素の2倍の高調波加熱が主加熱の一つと考えられているが、高調波加熱によって加速された高速イオンの閉じ込め時間が、衝突による減速時間よりも長くなければ、バルクプラズマの良好な加熱は行えない。その高速イオンの閉じ込めは、装置の大きさとプラズマ電流が大きいほど良好であるため、ICRF高調波加熱の研究は、高速イオンの閉じ込めの良い大型トカマクで行わなければならない。

更に、核融合炉で α 粒子(3.5MeV)等の高速イオンが励起すると予想されるTAEモードの研究を、少数イオンのICRF加熱で加速したMeVイオンを用いて行うことは、ITERのみならず将来の核融合炉設計に必要不可欠のものである。

以上の背景の下に、本研究では、トカマク型核融合実験装置におけるICRF加熱の工学的物理的研究を目的として、JT-60及びJT-60UにおけるICRF加熱用アンテナの開発、ICRF加熱特性の研究、少数イオンのICRF加熱を用いたTAEモードの研究を行った。本論文は、8章から構成されており、以下に各章の内容を示す。

本章「序論」では、核融合研究の現状と、磁気閉じ込め方式の主流であるトカマク型核融合炉の各加熱方式の得失について比較を行った。また、高周波加熱についての基礎知識として、プラズマ中の波動の伝搬、吸収、遮断について簡単に説明すると同時に、ICRF加熱の物理的原理を示した。また、本研究で用いたトカマク型核融合実験装置JT-60および高性能化後のJT-60UのICRF高周波加熱装置の概要について説明を行った。

第2章「ICRFアンテナ結合コード」では、ICRF加熱実験を行う際に最も重要な開発部品であるアンテナを設計するために必要な結合コードについて述べる。まず、ICRF結合コード開発の世界における歴史的推移を示し、JT-60のアンテナ設計で用いられたコードについて説明した後、JT-60U用に開発した仕切り板のあるアンテナアレイ用のコード開発について詳しく記述する。

第3章「JT-60 ICRF加熱用アンテナの開発」では、JT-60 ICRFアンテナの開発を、各段階毎に述べる。モックアップアンテナによる試験、中型トカマクJFT-2Mでの結合および耐電力試験、そして、第2章で述べたコードを用いて行ったJT-60 ICRFアンテナの設計、製作、低電力試験、および耐電力試験結果について述べる。

第4章「JT-60 ICRF加熱実験」では、3章で述べたアンテナを用いて行ったJT-60でのICRF加熱実験結果に関して述べる。

第5章「JT-60U ICRF加熱用アンテナの開発」では、高性能化を目指して改造を行ったJT-60UのICRF加熱用アンテナの開発について記述する。

第6章「JT-60U ICRF加熱実験」では、世界に例を見ない高性能なアンテナの結合特性を明示すると同時に、少数イオンの第2高調波加熱実験、鋸歯状振動の安定化実験の結果を述べる。

第7章「ICRF加熱を用いたTAEモードの研究」では、将来の核融合炉で発生する高速 α 粒子等のアルフベン速度程度の高速イオンが、トロイダルプラズマ中にシアアルフベン波の固有モードであるTAEモードを励起する機構について説明し、JT-60Uにおいて少数イオンのICRF加熱実験時に観測されたTAEモードと高速イオンの振る舞いについて述べる。更に、ICRF加熱による鋸歯状振動安定化時のTAEモードの励起機構を解明するために導入した新し

い物理モデルを紹介し、内部インダクタンスの制御によるTAEモードの制御実験結果についても述べる。

第8章「結論」では、本研究を総括するとともに、今後の研究の展望について考察を行う。

参考文献

- [1.1] JT-60 Team "Recent JT-60U Results towards Steady-State Operation of Tokamaks" IAEA 15th Int.Conf. on Plasma physics and controlled nuclear fusion research, Seville, Spain, Sept.26-Oct.1, 1994, IAEA-CN-60/A-1-I-2, (1994).
- [1.2] The JET Team, Nucl.Fusion **32**, 187 (1992).
- [1.3] TFTR Team, TFTR Update, Nov. 30, (1994).
- [1.4] Ono, M., Leblanc, B., Kugel, H., et al., 15th Int. Conf. on Plasma Phys. and controll. Nucl. Fusion Research, Seville, Spain, IAEA-CN-60/A-3-I-7, (1994).
- [1.5] プラズマ加熱基礎論、高村秀一著、名古屋大学出版会、(1986).
- [1.6] Plasma Waves, D.G.Swanson, Academic Press, Inc., (1989).
- [1.7] Colestock, P.L., Davis, S.L., et al., Proc. of 2nd Joint Grenoble-Varenna Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas, Como, Vol.1, 471 (1980).
- [1.8] Jacquinet, J., Mcvey, B.D. and Scharer, J.E., Phys. Rev. Letters **39**, 88 (1977).

第2章 ICRFアンテナ結合コード

2.1 はじめに

高周波によるプラズマ加熱を行なうためには、波の励起、伝搬、吸収の三つの過程が必要である。このうち、速波の伝搬、吸収については第1章にて簡単に説明したが、この章では波の励起（結合とも呼ぶ）について述べる。核融合プラズマ表面付近での速波励起は、波動インピーダンスが低いために電界よりも磁界による励起の方が適している。そのため速波を用いる実験では、低インピーダンスのループアンテナによる速波の励起が用いられてきた。また、一般にアンテナ部での電力反射率は80～95%程度のため、整合器とアンテナ間に高い電圧の定在波が発生し、この電圧によって引き起こされる電流導入端子、スタブ整合器等での絶縁破壊が、プラズマ結合電力の上限を与えていた。そのため、速波アンテナの設計は、結合を大きくするための最適化が必要不可欠であった。

その一方、JFT-2Mでの速波による2イオン混成共鳴を用いた電子加熱実験では、トロイダル方向に並べたアンテナ間の位相差制御を行なうことによって、加熱に伴う不純物の発生を抑制できることが判明した。[2.1] そこで、JT-60のICRF加熱装置ではトロイダルのみならずポロイダル方向にも位相制御が行なえる2×2アンテナアレイで、放射化しても着脱容易なプラグイン構造を採用した。[2.2] そのため、2×2アンテナアレイの結合が評価できるように、JT-60 ICRFアンテナ用の結合コードは、3次元アンテナモデルを採用し、アンテナ給電線の電流の効果も考慮して開発を行った。[2.3] また簡単のため、アンテナが設置される金属箱の効果は無視し、更にアンテナ上の電流分布は、プラズマとの結合とは無関係に外部から与えた。また、プラズマは1次元スラブモデルを用い、第1章で述べた冷たいプラズマの分散式を用いて結合の評価を行った。

また、JT-60ではファラデーシールドの無いアンテナを目指し、リッジ導波管型アンテナの検討が行なわれた。その結合特性についても評価を行なうために、上記と同じプラズマモデルを用いて導波管用の結合コードを新たに開発し、結合特性の評価を行なった[2.4]。

JT-60Uではアンテナ間に金属の仕切り板を設置し、アンテナ間の結合を弱めることにより、アンテナ毎に独立した整合調整を目指した。また、プラズマ負荷を考慮したアンテナ電流分

布を変分原理によって求めるコードをJETから導入し、JT-60U ICRFアンテナの解析用に、仕切り板のあるアンテナアレイ用のコードへと改良と拡張を行なった。

本章では、まずJT-60 ICRFアンテナの結合特性評価に用いたコードを紹介し、次に、JT-60U ICRF アンテナ用に開発したコードについて説明する。

2. 2 ICRF加熱用アンテナ結合解析コード

この節では、JT-60 ICRFアンテナの結合特性評価に用いたコードについて説明する[2.5]。まず、座標軸を図2.1のように定義する。即ち、トロイダル方向をZ方向に、ポロイダル方向をy方向に、プラズマ小半径方向をX方向に取る。領域をそれぞれ以下の3つの領域に分割し、それぞれの領域について電磁界の形を決め、最終的に境界条件から進行波反射波の係数を求める。

アンテナの場合、領域を

領域Ⅰ：壁－アンテナ間、

領域Ⅱ：アンテナ－ファラデーシールド間、

領域Ⅲ：プラズマ（真空領域も含む）

の3つに分割し、その各電界と磁界を E_I 、 B_I 、 E_{II} 、 B_{II} 、 E_{III} 、 B_{III} と置く。

真空中ではMaxwellの方程式より、

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad \nabla \times H = j + \frac{\partial D}{\partial t}$$

$$\nabla \cdot E = 0,$$

これらに基づいて、領域Ⅰ、領域Ⅱでの電磁界を

$$\begin{aligned} E_{ix} &= A_{i3} \cdot \exp(-k_x \cdot x) + A_{i4} \cdot \exp(k_x \cdot x) \\ E_{iy} &= A_{i1} \cdot \exp(-k_x \cdot x) + A_{i2} \cdot \exp(k_x \cdot x) \end{aligned}$$

（但し、 $i=I$ or II ）と仮定する。ここで、 k_x はx方向の波数を表す。

また、アンテナ上の電流 $\vec{j}$ は $\vec{j} = (j_x, j_y, 0)$ とおく。

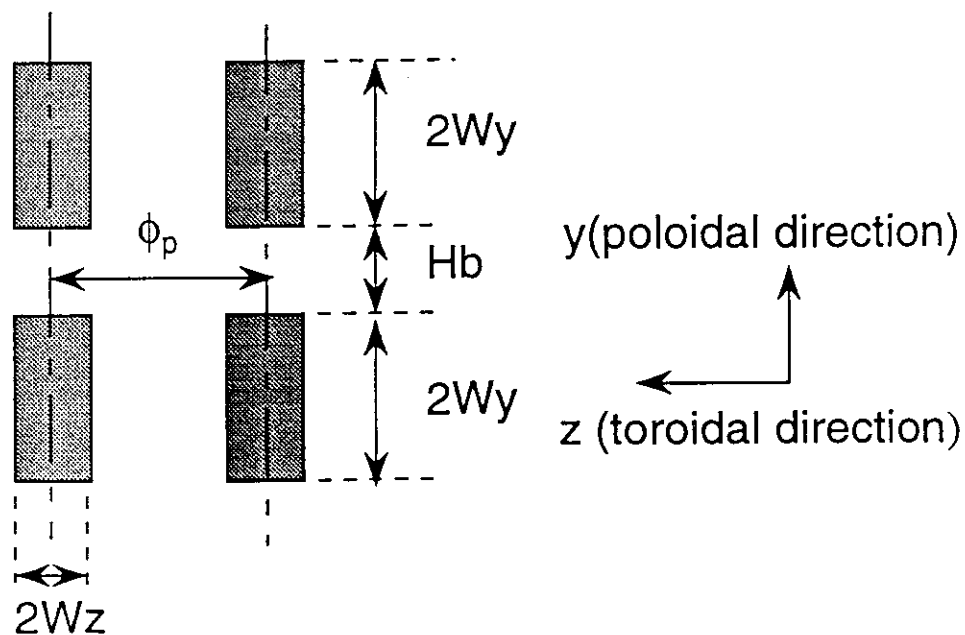
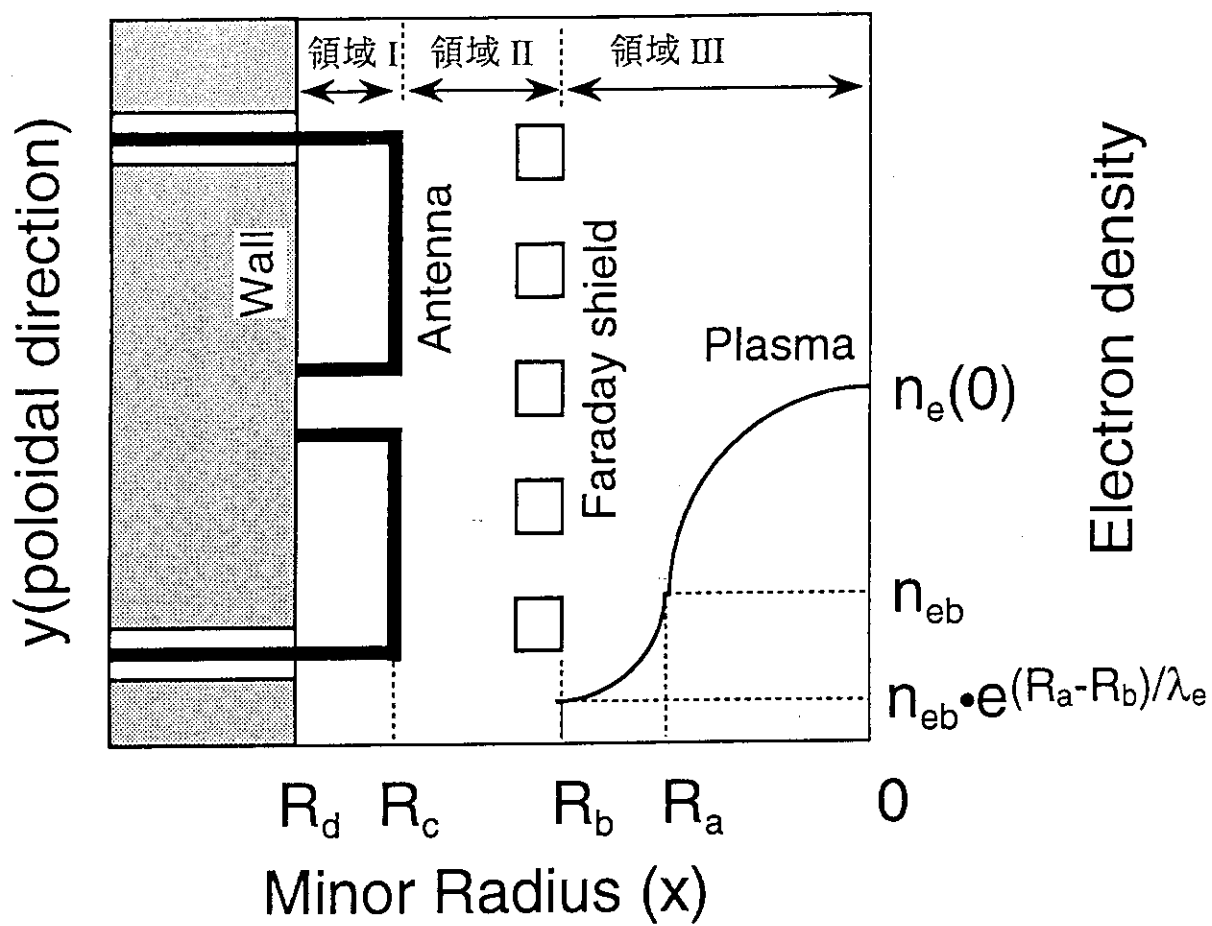


図 2.1 結合コードで用いたアンテナモデルと座標軸

ここで各電流成分は

$$\begin{aligned}
 J_x &= J(z) [\delta(y) - \delta(y - W_y) \cdot \cos(2\beta W_y)] & R_c \leq x \leq R_d \\
 &= 0 & R_c > x, x < R_d \\
 J_y &= J(z) \cdot \cos(2\beta y) \cdot \delta(x - R_c) & 0 \leq y \leq 2W_y \\
 &= 0 & 0 > y, y \leq 2W_y
 \end{aligned}$$

と表される。ここで、 β は位相定数、 $\delta(x)$ は $x=0$ で1になるデルタ関数を表す。

境界条件としては、電流を y 、 z 方向にフーリエ変換した各係数を J_{ky}, J_{kz} とした場合、リターン導体上 ($x=R_d$) で

$$E_{IY} = E_{IZ} = 0$$

厚さ0のコイル上 ($x=R_c$) で

$$E_{IY} = E_{IY}$$

$$E_{IZ} = E_{IZ}$$

$$B_{IY} = B_{IY}$$

$$B_{IZ} - B_{IIZ} = \mu_0 J_{ky}$$

ファラデーシールド上 ($x=R_b$) で

$$E_{IIZ} = E_{IIZ} = 0, E_{IY} = E_{IY}$$

また、プラズマは x 方向に一次元スラブモデルを採用しているため、 j 番目と $j+1$ 番目のスラブ間で

$$\begin{aligned}
 E_{IIIY}^j &= E_{IIIY}^{j+1} \\
 B_{IIIZ}^j &= B_{IIIZ}^{j+1}
 \end{aligned}$$

と置く。なお、分散式は2章の(2)式を用いる。

アンテナからの放射電力 P は、

$$\begin{aligned}
 P &= \frac{1}{2} Z_A |I|^2 = -\frac{1}{2} \iiint \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \, dV \\
 &= -\frac{1}{2} \iiint_{-\infty}^{\infty} (2\pi)^2 \cdot \mathbf{J}_{-kx} \cdot \left(\int_c^d \mathbf{E}_{kx} \cdot dx \right) dk_y \cdot dk_z \\
 &\quad - \frac{1}{2} \iiint_{-\infty}^{\infty} (2\pi)^2 \cdot \mathbf{J}_{-ky} \cdot \mathbf{E}_{ky} \, dk_y \cdot dk_z
 \end{aligned}$$

と与えられ、この式からアンテナの複素入力インピーダンス Z_A を求めることができる。

一方、世界各国のICRF実験では、 $R_C \equiv 2P \cdot (Z_0/V_{\max})^2$ のように定義された結合抵抗 R_C を用いてアンテナの結合特性を評価するのが一般的である。ここで、 Z_0 は伝送線路の特性インピーダンスを、 $V_{\max}$ は伝送線路上の定在波の最大電圧を表す。この結合抵抗からは、アンテナ部での反射率を直接測定するよりも精度よく知ることができ、整合調整、プラズマ位置制御、入射可能な最大電力などを直感的に推測するには非常に有用な指標である。また、結合抵抗が高いほど効率よくプラズマ中に波を励起でき、特性インピーダンスと同じ値で反射のない整合状態となる。結合コードで求めた Z_A から、結合抵抗 R_C を求めるには、

$$R_C = \frac{Z_0 \cdot (1 - |\Gamma|)}{1 + |\Gamma|} \text{ という式を用いる。但し、} \Gamma = \frac{R - Z_0 + iX}{R + Z_0 + iX}, \quad Z_A = R + iX \text{ であり、} \Gamma \text{ はアン}$$

テナからの複素電圧反射係数、 R と X はアンテナ入力インピーダンスの実部と虚部を表す。

2. 3 仕切り板のあるアンテナの結合解析コード

JT-60のICRFアンテナでは、結合抵抗が比較的小さく4本のアンテナ間結合が大きいため、4本のアンテナと8本のスタブ整合回路があたかも一つの共振回路を形成し、4本のアンテナの整合を同時にとるためには全長約1500mmの8本のスタブを1～5mm程度の高精度で調整する必要があった。そのため、プラズマパラメータの変化に応じた迅速な整合調整は困難であった。また、電流駆動実験時にアンテナのトロイダル方向位相制御を行なった場合には、トロイダル方向に隣り合うアンテナの結合抵抗が著しく異なるため、同じアンテ

ナ電流を励起するには片側の入射電力を著しく絞らざるを得ず（60度位相差で-7dB程度）、定格出力付近での実験が困難であった。

JT-60Uではアンテナ間に金属の仕切り板を設置し、アンテナ間の結合を弱めると同時に、加熱効率の良い位相モードで結合特性を最適化して大きな結合抵抗を得ることにより、アンテナ毎に独立した整合調整と、小さなQ値による帯域の広い整合を目指した。また、JT-60での結合特性の研究によりアンテナ上の電流分布が結合特性に大きく影響を与えることが判明したため、プラズマ負荷を考慮したアンテナ電流分布を変分原理によって求めるコードをJETから導入し、JT-60U ICRFアンテナの解析に用いるために、仕切り板のあるアンテナアレイ用のコードへと改良と拡張を行なった[2.6]。この節ではこのJT-60U ICRFアンテナ用解析コードの詳細について説明を行う。

図2.2に計算モデルを示す。計算に用いたモデルはトロイダル方向に対称なトロンボーン型ループアンテナ（このとき、JT-60U用アンテナの解析では上下2点から180度位相で給電を行ない、JFT-2M用アンテナの解析の場合には片側から給電を行なうと仮定した。）をトロイダル方向に複数個並べた物であり、トロイダル方向のアンテナ間には有限の厚みをもった金属仕切り板が置かれている。アンテナは金属箱中におかれ、そのプラズマに面したアンテナ前面にはz方向にのみ電流を流すことができるファラデーシールドが置かれている。また、プラズマは1次元スラブモデルを用い、分散式は1章の(2)式に示した冷たいプラズマの分散式を用いた。

アンテナの入力インピーダンスを求める為に、金属箱の中の電磁界をy、z方向にフーリエ展開を行なった形で次式のように表す。

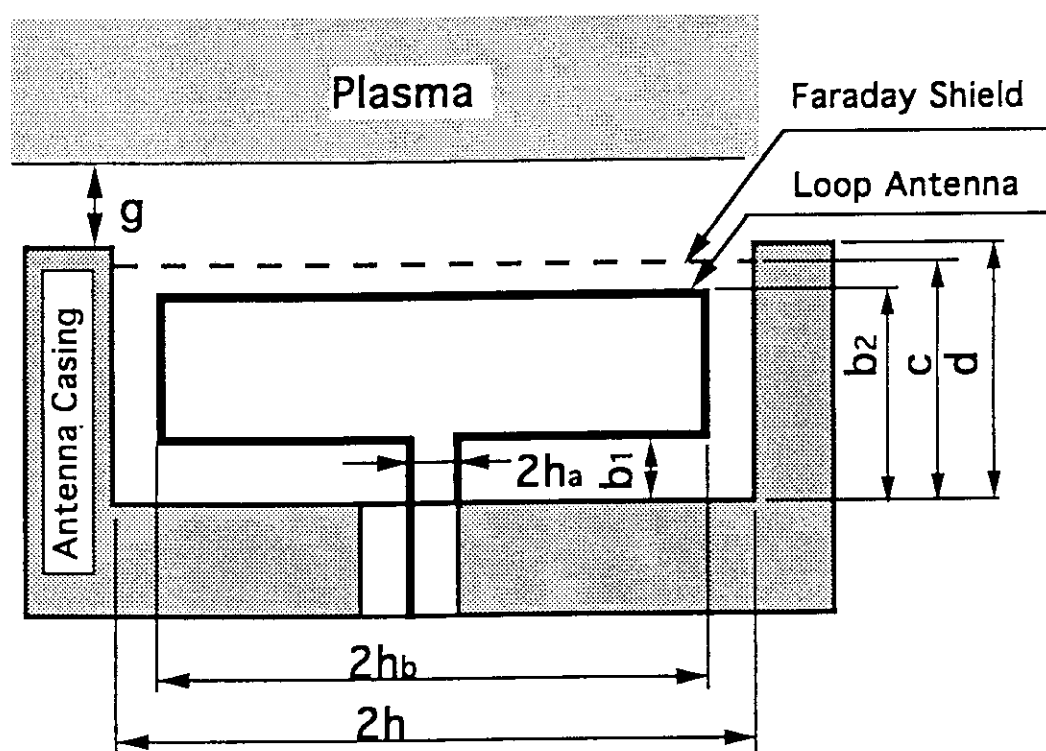
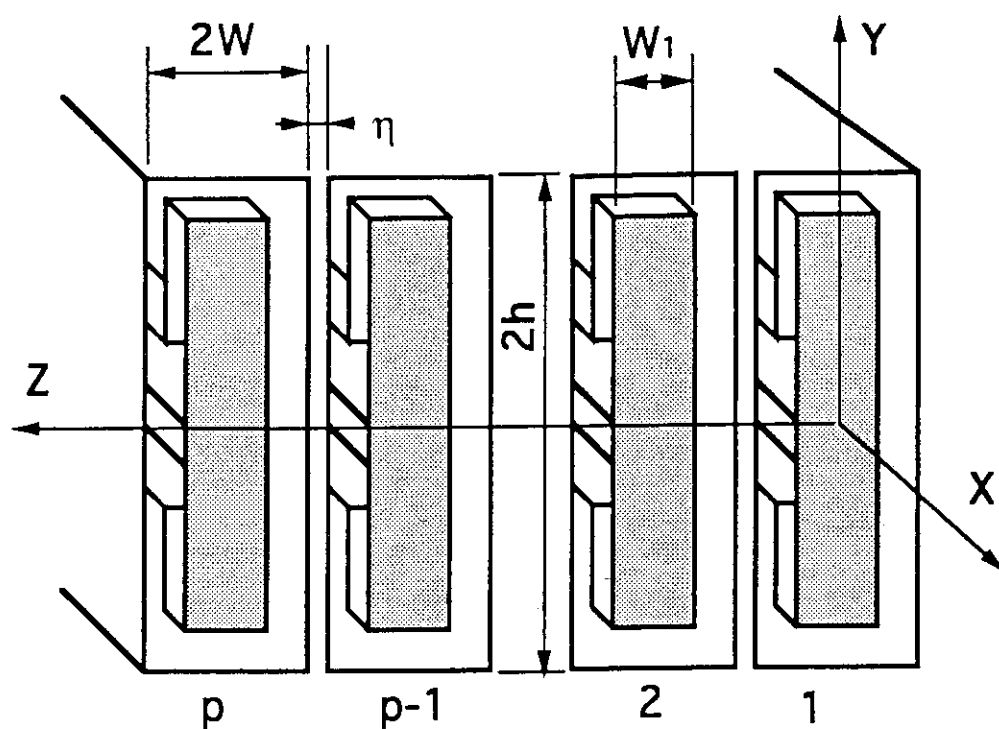


図 2.2 仕切り板のあるアンテナアレイ用結合コードの計算モデル
トロイダル方向 (Z 方向) には任意のアンテナ列数で計算可能。

$$\begin{aligned}\vec{E} = \sum_{p=1}^N \sum_{m,n=0}^{\infty} \theta_p(z) \cdot \exp(i\phi_p) \cdot \left[\left\{ E_{xp}^{mn} \cdot \sin(n_{yn}y) \cdot \cos(n_{zm}(z-z_p)) \right\} \cdot \vec{x} \right. \\ \left. + \left\{ E_{yp}^{mn} \cdot \cos(n_{yn}y) \cdot \cos(n_{zm}(z-z_p)) \right\} \cdot \vec{y} \right. \\ \left. + \left\{ E_{zp}^{mn} \cdot \sin(n_{yn}y) \cdot \sin(n_{zm}(z-z_p)) \right\} \cdot \vec{z} \right] \quad \dots \dots (1)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\vec{H} = \sum_{p=1}^N \sum_{m,n=0}^{\infty} \theta_p(z) \cdot \exp(i\phi_p) \cdot \left[\left\{ H_{xp}^{mn} \cdot \cos(n_{yn}y) \cdot \sin(n_{zm}(z-z_p)) \right\} \cdot \vec{x} \right. \\ \left. + \left\{ H_{yp}^{mn} \cdot \sin(n_{yn}y) \cdot \sin(n_{zm}(z-z_p)) \right\} \cdot \vec{y} \right. \\ \left. + \left\{ H_{zp}^{mn} \cdot \cos(n_{yn}y) \cdot \cos(n_{zm}(z-z_p)) \right\} \cdot \vec{z} \right] \quad \dots \dots (2)\end{aligned}$$

但し、

$$E_{xp}^{mn} = \frac{i}{1-n_{zm}^2} \left(n_{zm} \frac{\partial E_{zp}^{mn}}{\partial x} + i n_{yn} H_{zp}^{mn} - J_x^{mnp} \right) \quad (3)$$

$$E_{yp}^{mn} = \frac{i}{1-n_{zm}^2} \left(i n_{yn} n_{zm} E_{zp}^{mn} - \frac{\partial H_{zp}^{mn}}{\partial x} - J_y^{mnp} \right) \quad (4)$$

$$H_{xp}^{mn} = \frac{i}{1-n_{zm}^2} \left(n_{yn} E_{zp}^{mn} + i n_{zm} \frac{\partial H_{zp}^{mn}}{\partial x} + i n_{zm} J_y^{mnp} \right) \quad (5)$$

$$H_{yp}^{mn} = \frac{i}{1-n_{zm}^2} \left(i \frac{\partial E_{zp}^{mn}}{\partial x} - n_{yn} n_{zm} H_{zp}^{mn} - i n_{zm} J_x^{mnp} \right) \quad (6)$$

そして、

$$z_p = (2W + \eta)(p-1) \quad (7)$$

$$n_{yn} = \frac{\pi}{h} n \quad (8)$$

$$n_{zm} = \frac{\pi}{W} (m + \frac{1}{2}) \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \theta_p(z) &= 1 \quad (z_p - w \leq z \leq z_p + w) \\ &= 0 \quad (\text{otherwise}) \end{aligned} \quad (10)$$

ここで、 W 、 h は図 2.2 の金属箱の幅の半分と高さの半分を表し、 η は金属仕切り板の厚みを表す。

この後のアンテナインピーダンスを求める方法は、トロイダル方向の非対称性を除いては Theilhaber の方法と同様に行う [2.7]。(1~6) 式のように、全ての電磁界は電界磁界の z 成分のみで表せる。ここで、付録 A に電界磁界の各 z 成分を表す。付録 A 中の γ_{mnp} を求めるのに必要なプラズマ表面での境界条件は、 E_y と H_z がプラズマ境界で連続になることであり、金属箱の中は固有モード展開、真空容器の中はフーリエ変換で電磁界を表す。

p 番目の金属箱の電界の y 成分は以下のように表すことができる。

$$E_{yp}(d) = E_{yp}^A(d) + E_{yp}^B(d) \quad (11)$$

$$E_{yp}^t(y, z)|_{x=d} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} E_{yp}^{tmn}(d) \cdot \cos(n_y n y) \cdot \cos(n_{zm}(z - z_p)) \quad (12)$$

但し、

$$E_{yp}^{tmn}(d) = \frac{i \Gamma_{mn} \gamma_{mnp}^t}{1 - n_{zm}^2} \quad (13)$$

金属箱の中の境界面 ($x=d$) では

$$E_y^t(d) = \sum_{q=1}^N \exp(i\phi_q) \cdot \theta_q(z) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} E_{yq}^{tmn}(d) \cdot \cos(n_y n y) \cdot \cos(n_{zm}(z - z_q)) \quad (14)$$

金属箱の外の境界面 ($x=d$) での電界の y 成分は次のように表すことができる。

$$E_y^t(d) = \int_{-\infty}^{\infty} E_y^t(n_y, n_z) \cdot \cos(n_y \cdot y) \cdot \exp(in_z z) \frac{dn_y}{\sqrt{2\pi}} \frac{dn_z}{\sqrt{2\pi}} \quad (15)$$

境界条件より、どちらの $E_y^t(d)$ も同じになるはずであるから、

$$E_y^t(n_y, n_z) = \sum_{q=1}^N \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2\pi} E_{yq}^{tmn}(d) \cdot \Phi_n(n_y) \cdot \exp(i\phi_q) \cdot F_{mq}(n_z) \quad (16)$$

ここで、 $\Phi_n(n_y)$ と $F_{mq}(n_z)$ は各々、 $\cos(n_{yn} \cdot y)$ と $\theta_q(z) \cdot \cos(n_{zm} \cdot (z - z_q))$ のフーリエ変換を表す。これらは以下のように表すことができる。

$$\Phi_n(n_y) = \frac{1}{n_y - n_{yn}} \sin((n_y - n_{yn}) \cdot h) + \frac{1}{n_y + n_{yn}} \sin((n_y + n_{yn}) \cdot h), \quad (17)$$

$$\begin{aligned} F_{mq}(n_z) &= \int_{-\infty}^{\infty} \theta_q(z) \cdot \cos(n_{zm} \cdot (z - z_q)) \cdot \exp(-in_z \cdot z) \cdot dz \\ &= (-1)^m \frac{2n_{zm}}{n_{zm}^2 - n_z^2} \cos(w \cdot n_z) \exp(-in_z \cdot z_q) \end{aligned} \quad (18)$$

p 番目の金属箱の磁界の z 成分は、境界面上 ($x=d$) で

$$H_{zp}(d) = H_{zp}^A(d) + H_{zp}^B(d)$$

$$H_{zp}^t(y, z)|_{x=d} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \beta_{mnp}^t \cos(n_{yn} y) \cos(n_{zm}(z - z_p)) \quad (19)$$

と表され、全体での磁界の z 成分は、境界面上 ($x=d$) で次のように書くことができる。

$$H_z^t(d) = \sum_{q=1}^N \exp(i\phi_q) \cdot \theta_q(z) \cdot \sum_{n'=0}^{\infty} \sum_{m'=0}^{\infty} \beta_{m'n'q}^t \cos(n_{yn'} y) \cos(n_{zm'}(z - z_q)) \quad (20)$$

金属箱の外の境界面 ($x=d$) での磁界分布は次のように表すことができる。

$$H_z^t(d) = \int_{-\infty}^{\infty} H_z^t(n_y, n_z) \cdot \cos(n_y \cdot y) \cdot \exp(in_z z) \frac{dn_y}{\sqrt{2\pi}} \frac{dn_z}{\sqrt{2\pi}} \quad (21)$$

境界条件より、どちらの $H_z^t(d)$ も同じになるはずであるから、

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} H_z^t(n_y, n_z) \cdot \cos(n_y \cdot y) \cdot \exp(in_z z) \frac{dn_y}{\sqrt{2\pi}} \frac{dn_z}{\sqrt{2\pi}} \\ &= \sum_{q=1}^N \exp(i\phi_q) \cdot \theta_q(z) \cdot \sum_{n'=0}^{\infty} \sum_{m'=0}^{\infty} \beta_{m'n'q}^t \cdot \cos(n_{yn'} \cdot y) \cdot \cos(n_{zm'} \cdot (z - z_q)) \end{aligned} \quad (22)$$

個々で、 $z_q - W < z < z_q + W$, $-h < y < h$, $q=1, 2, \dots, N$

$x > d$ の領域での spectral admittance は以下のように定義される。

$$Y(n_y, n_z)|_{x=d} = \frac{H_z(n_y, n_z)}{E_y(n_y, n_z)}|_{x=d} \quad (23)$$

$Y(n_y, n_z)$ は参考文献[2.8と2.9]と同様に電子密度分布から求めることができる。従って $H_z(n_y, n_z)|_{x=d}$ は次のように表される。

$$H_z^t(n_y, n_z) = Y(n_y, n_z) \cdot \sum_{q=1}^N \sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} \frac{1}{2\pi} E_{yq}^{tm'n'}(d) \cdot \Phi_{n'}(n_y) \cdot \exp(i\phi_q) \cdot F_{m'q}(n_z) \quad (23b)$$

また、 $\beta_{m'n'q}^t$ に関する方程式は(22)式の両辺に

$\exp(-i\phi) \cdot \theta_p(z) \cdot \cos(N_{yn} \cdot y) \cdot \cos(N_{zm} \cdot (z - z_p))$, ($p=1, 2, \dots, N$, $n'=0, 1, 2, \dots, \infty$, $m'=0, 1, 2, \dots, \infty$)
をかけて、 y と z に関して積分を行うことによって求めることができる。

従って、(23b)式から、

$$\int_{-\infty}^{\infty} Y(n_y, n_z) \cdot \sum_{q=1}^N \sum_{n'=0}^{\infty} \sum_{m'=0}^{\infty} E_{yq}^{tm'n'} \cdot \Phi_{n'}(n_y) \cdot \Phi_n^*(n_y) \cdot F_{m'q}(n_z) \cdot F_{mp}^*(n_z) \cdot \exp(i\phi_q) \cdot \frac{dn_y}{2\pi} \cdot \frac{dn_z}{2\pi}$$

$$= w \cdot h \cdot \beta_{nmp}^t \cdot \varepsilon_n \cdot \exp(i\phi_p) \quad (24)$$

が求まる。

但し、

$$\varepsilon_n = 2 \quad (\text{at } n=0)$$

$$= 1 \quad (\text{at } n \neq 0)$$

$$\exp(i\phi_p) \cdot v_{mnp}^t = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{q=1}^N u_{mnp, m'n'q} \cdot \gamma_{m'n'q}^t \quad (25)$$

ここで個々のパラメーターは次のように表される。

$$v_{mnp}^t \equiv \frac{\sinh(\Gamma_{mn} \cdot b_t)}{\sinh(\Gamma_{mn} \cdot b_l)} \cdot f_{mnp}^t \quad (26)$$

$$\begin{aligned} u_{mnp, m'n'q} \equiv & -\exp(i\phi_p) \cdot \frac{\cosh(\Gamma_{mn} \cdot d)}{\sinh(\Gamma_{mn} \cdot b_l)} \cdot \delta_{mnp, m'n'q} \\ & - \exp(i\phi_q) \cdot \frac{\sinh(\Gamma_{mn} \cdot d)}{\sinh(\Gamma_{mn} \cdot b_l)} \cdot \frac{1}{\varepsilon_n \cdot h \cdot w} \cdot \frac{i\Gamma_{m'n'}}{1 - n_{zm'}^2} \cdot \zeta_{mnp, m'n'q} \end{aligned} \quad (27)$$

$$\zeta_{mnp,m'n'q} = \int_{-\infty}^{\infty} Y(n_y, n_z) \cdot \Phi_n(n_y) \cdot \Phi_n^*(n_y) \cdot F_{mp}(n_z) \cdot F_{m'q}^*(n_z) \frac{dn_y}{2\pi} \frac{dn_z}{2\pi} \quad (28)$$

そして、

$$\begin{aligned} \delta_{mnp,m'n'q} &= 1 \quad (m=m', n=n', p=q) \\ &= 0 \quad (\text{otherwise}) \end{aligned}$$

$\gamma_{m'n'q}^t$ の定義は、

$$\gamma_{m'n'q}^t = \sum_{p=1}^N \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{m'=0}^{\infty} M_{m'n'q,mnp} \cdot \exp(i\phi_p) \cdot v_{mnp}^t \quad (29)$$

但し、

$$[M_{m'n'q,mnp}] \equiv [u_{m'n'q,mnp}]^{-1} \quad (30)$$

アンテナの入力インピーダンスは 参考文献[2.7] に従って以下のように定義する。

$$Z_A = -\frac{1}{2} \frac{\int_D \vec{K} \cdot \vec{E}(J) dR}{I_{AK} \cdot I_{AJ}} \quad (31)$$

ここで、Dはアンテナ表面を表し、J、Kはそれぞれ励起電流、イメージ電流を表す。

また、E(J)は励起電流がアンテナに誘起した電界である。

I_{AK} と I_{AJ} は、同軸管の中心導体とアンテナ要素の接続点での、KとJそれぞれの電流値を表す。ここでは上下2本給電のJT-60Uアンテナを想定したが、JFT-2Mのような1本給電では、(31)式の2倍の値となる。

この後は、Theilhaber と同様な方法[2.7]で各々のアンテナの入力インピーダンスと各々のアンテナ電流の試験関数の係数を求めることができる。

$$Z_{A,q} = \frac{1}{\underline{P} \cdot \underline{L}_q^{-1} \cdot \underline{P}}$$

$$\underline{a}_q = Z_{A,q} (\underline{L}_q^{-1} \cdot \underline{P})$$

$$\underline{b}_q = Z_{A,q} (\underline{P} \cdot \underline{L}_q^{-1}) \quad (32)$$

ここで、 $Z_{A,q}$ と $\underline{a}_q$ と $\underline{b}_q$ は、各々、 q 番目のアンテナの入力インピーダンス、励起電流の試験関数の係数ベクトル、イメージ電流の試験関数の係数ベクトルを表す。

ここで、 $\underline{P}$ と $\underline{L}_q$ は次式で定義される。

$$\underline{P}_v = \underline{J}_{yl}^{(v)}(-\underline{h}_a), \quad (33)$$

$$L_{v\mu}^q = h w \sum_{\alpha\alpha', \kappa\kappa'} \sum_{mnp, m'n'} K_{\alpha\kappa}^{mn, (v)} \cdot R_{\alpha\kappa, \alpha'\kappa'}^{mnp, m'n'q} \cdot J_{\alpha'\kappa'}^{m'n', (v)}. \quad (34)$$

p 番目のアンテナの結合抵抗 (R_{cp}) は次式でもとまる。

$$R_{cp} = \frac{Z_0 \cdot (1 - |\Gamma_p|)}{1 + |\Gamma_p|}, \quad (35)$$

但し、 $\Gamma_p = \frac{R_p - Z_0 + iX_p}{R_p + Z_0 + iX_p}$ 、 $Z_{A,p} = R_p + jX_p$ であり、 Z_0 は伝送線路（同軸管）の特性インピーダンスである。

2. 4 まとめ

JT-60 ICRFアンテナ用に開発された結合コードは、トロイダル、ポロイダル両方向に位相制御が行なえる 2×2 アンテナアレイの結合を評価できるように、3次元アンテナモデルを採用し、アンテナ給電線の電流の効果も考慮した。しかし、アンテナを設置する金属箱は考慮せず、更にアンテナ上の電流分布は、プラズマとの結合とは無関係に外部から与えた。また、プラズマは1次元スラブモデルで冷たいプラズマの分散式を用いて結合の評価を行った。

JT-60Uではアンテナ間の結合を弱めるためにアンテナ間に金属の仕切り板を設置し、アンテナ毎に独立した整合調整と帯域の広い整合を目指した。また、JT-60での結合特性の研究により、アンテナ上の電流分布が結合特性に大きく影響を与えることが判明したため、プラズマ負荷を考慮したアンテナ電流分布を変分原理によって求めるコードをJETから導入し、JT-60U用アンテナの解析用として、このコードを仕切り板のあるアンテナアレイ用に改良と拡張を行なった。

参考文献

- [2.1] Tamai, H., Odajima, K., Matsumoto, H., et al., Nuclear Fusion 26, 365 (1986).
- [2.2] Kimura, H., Fujii, T., Saigusa, M., Ikeda, Y., Annoh, K., et al., " High Power Amplifier and Launching System of JT-60 ICRF Heating System" Proc. IEEE 12th Symp. on Fusion Engineering (Montrey), 1, 42 (1987).
- [2.3] Kimura, H., Fujii, T., Ikeda, Y., Saigusa, M., Imai, T., et al., " Design Study of an ICRF Coupler for JT-60" Proc. 4th Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas (Rome), 2, 1128 (1984).
- [2.4] 三枝幹雄、木村晴行、藤井常幸、池田佳孝、坂本慶司 他3名。" ICRF加熱用リッジ導波管の結合特性"、JAERI-M 84-187, (1984).
- [2.5] 池田佳隆、木村晴行、藤井常幸、三枝幹雄、今井剛、他3名、" JT-60 ICRF加熱用ループ型アンテナの結合計算" JAERI-M 84-191, (1984).
- [2.6] Saigusa, M., Yamamoto, T., Petty, C.C., Yoshioka, K., Kazumi, H. et al., Nucl. Fusion 33, 421 (1993).
- [2.7] Theilhaber, K., Nuclear Fusion 24, 1383 (1984).
- [2.8] Theilhaber, K., Nuclear Fusion 24, 541 (1984).
- [2.9] Brambilla, M., Nuclear Fusion 16, 47 (1976).

付録 A

電界磁界の z 成分の各フーリエ係数

p 番目を表す文字以外は、Theilhaber と同様な方法で求まる。即ち、各電界の z 成分の各フーリエ係数は次式のように書ける。

$$\begin{aligned} E_{zp}^{mn} = & -in_{zm}[n_{yn} \cdot J_{y1}^{mnp} + (J_{x1}^{mnp} - J_{x2}^{mnp})] \cdot F_{mn}(x, b_1) \\ & -in_{zm}[n_{yn} \cdot J_{y2}^{mnp} + J_{x2}^{mnp}] \cdot F_{mn}(x, b_2) \end{aligned} \quad (1A)$$

$F_{mn}(x, \xi)$ は次式からとまるグリーン関数である。

$$\frac{\partial^2 E_z^{mn}}{\partial x^2} - \Gamma_{mn} \cdot E_z^{mn} = -\delta(x-a), \quad (2A)$$

但し、 $\Gamma_{mn} = n_{yn}^2 + n_{zm}^2 - 1$,

このときの境界条件は $E_z^{mn}(0) = E_z^{mn}(c) = 0$ である。

従って、

$$F_{mn}(x, \xi) = \frac{-\sinh(\Gamma_{mn} \cdot X_1) \cdot \sinh\{\Gamma_{mn}(c - X_g)\}}{\Gamma_{mn} \cdot \sinh(\Gamma_{mn} \cdot c)}, \quad (3A)$$

但し、

$$\begin{bmatrix} X_1 \\ X_g \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \min \\ \max \end{bmatrix} (x, \xi). \quad (4A)$$

次に、磁界の z 成分の各フーリエ係数は次式のように書ける。

$$H_{zp}^{mn}(x) = H_{zp}^{A,mn}(x) + H_{zp}^{B,mn}(x) \quad (5A)$$

但し、

$$H_{zp}^{t,mn}(x) = \begin{cases} \alpha_{mnp}^t \cos h(\Gamma_{mn}x) - \frac{n_{yn}}{\Gamma_{mn}^2} \cdot J_{xt}^{mnp} & \dots (0 < x < b_t) \\ \beta_{mnp}^t \cos h(\Gamma_{mn}(d-x)) + \gamma_{mnp}^t \sin h(\Gamma_{mn}(d-x)) & \dots (b_t < x < d) \end{cases} \quad (6A)$$

$b_A = b_1, b_B = b_2$ 及び、 $t = A$ または B 。

$\alpha_{mnp}^t, \beta_{mnp}^t$ は次式でもとまる。

$$\alpha_{mnp}^t = \frac{-\gamma_{mnp}^t}{\sin h(\Gamma_{mn}d)} + \frac{\sin h(\Gamma_{mn}(d-b_t))}{\sin h(\Gamma_{mn}d)} \left(J_{yt}^{mnp} + \frac{n_{yn}}{\Gamma_{mn}^2} \cdot J_{xt}^{mnp} \right), \quad (7A)$$

$$\beta_{mnp}^t = -\gamma_{mnp}^t \cos h(\Gamma_{mn}d) - f_t^{mnp} \frac{\sin h(\Gamma_{mn}b_t)}{\sin h(\Gamma_{mn}d)} \quad (8A)$$

但し、

$$f_t^{mnp} = J_{yt}^{mnp} + \frac{n_{yn} \cdot J_{xt}^{mnp}}{\Gamma_{mn}^2} \quad (9A)$$

$J_{xA}^{mnp} = J_{x1}^{mnp} - J_{x2}^{mnp}$, $J_{xB}^{mnp} = J_{x2}^{mnp}$, $J_{yA}^{mnp} = J_{y1}^{mnp}$ 及び、 $J_{yB}^{mnp} = J_{y2}^{mnp}$ である。

第3章 JT-60 ICRF加熱用アンテナの開発

3.1 はじめに

JT-60におけるICRF加熱用アンテナとしては、東工大の後藤氏、米国のF. W. Perkins氏らによって提唱された、ファラデーシールドを必要としないT型リッジ導波管型アンテナがまず検討された。しかし、導波管型アンテナの予備実験としてJFT-2Mで行われた平行平板アンテナの実験では、アンテナから高周波がほとんど放射されず、結合コードによる計算結果も実験結果を良く説明していたために[2.4]、従来型のループアンテナをコンパクトにしたプラグイン型 2×2 アンテナアレイが採用された[3.1]。リッジ導波管型アンテナ自身はその後も独自に研究開発が行なわれたが、最近ではアンテナとしてではなく、中性子損傷によってセラミックの使用が困難な核融合プラズマ近傍での全金属伝送路として研究開発が進められている[3.2]。

JT-60 ICRFアンテナは、ポロイダル方向の波数スペクトルを小さく抑えるために上下から給電し中心で短絡する形式をとっており、プラグイン構造のため、装置が放射化した場合でも真空容器外部からの着脱が容易である。そのため、以後米国のTFTR、フランスの超伝導トカマクToreSupra等でも採用され、最近では、ITERでの採用も検討が開始された。

本章では、モックアップアンテナによるファラデーシールドの改良、結合コードによるアンテナの最適設計、モックアップアンテナを用いたJFT-2Mでの結合耐電力試験などを経て行われたJT-60 ICRFアンテナの開発について述べる。

3.2 ファラデーシールドの電磁界測定

ファラデーシールドはアンテナとプラズマの間に置かれ、プラズマからの厳しい熱流入とアンテナが励起する電磁界からの高周波損失のみならず、プラズマのDisruption時に発生する非常に強い電磁力にも耐えなければならない。しかし、太く作ればアンテナをプラズマから遠ざけることになるため、アンテナの結合抵抗が小さくなり、プラズマ中の速波の励起が困難になる。また、ICRF実験の初期にはファラデーシールド付近か

らプラズマへの金属不純物の混入が問題となり、その材質自身も低原子番号化が必要であった。（プラズマ中の不純物は、高原子番号ほど電子との衝突による制動放射によりプラズマのエネルギー閉じ込めを劣化させる。）このように、過去から将来に渡ってアンテナ設計上最も困難な部品であるファラデーシールドは、主に次に示す4つの目的の為に設置されていた。

1. プラズマとアンテナ間の静電シールド（不要な静電波の励起防止）
2. プラズマからアンテナ周辺への粒子シールド（耐電力の向上）
3. トロイダル方向電界の抑制（高効率加熱に不要な遅波励起の抑制）
4. アンテナの低インピーダンス化（プラズマや伝送線路とのインピーダンス整合）

しかし、このうち、1に関してはファラデーシールド自身にも高周波電流が流れるため、有効性が疑問視されており、2に関しては、粒子シールドを目的とした従来のプラズマからアンテナが全く見えないような2層構造のファラデーシールドでは、アンテナとプラズマ間の距離が広がり波の励起が困難になるだけでなく、ファラデーシールドでの高周波損失も大きくなる欠点があった。そのため、粒子シールド効果の少ない単層のファラデーシールドでの有効性（耐電圧の確認、遅波励起の抑制）の確認が必要であった。

JT-60アンテナを製作する前にまずその上部半分に当たる2ループアンテナを製作し、ファラデーシールドの最適化を目的とした低電力におけるアンテナ近傍の電磁界分布測定を行なった[3.3]。図3.1に電磁界分布測定に用いたシステムの概要を示す。測定では、発振器出力を固体増幅器で200W程度まで増幅し、負荷変動によって出力が変わらないようにサーキュレーターを介した後、同軸ケーブルで方向性結合器、整合器まで伝送した。整合器からアンテナまでは、電圧定在波比（VSWR）が非常に高い領域なので、高周波損失を減らすためにWX152-Dと言う大きな規格の（外管内径が152mm）高周波同軸管を用いた。整合器を通過した高周波電力は、電力分配器（T分岐）で2分配した後、アンテナ間位相差調整用Uリンクを介して2本のアンテナに同相または、180度位相差で給電した。高周波電磁界の測定には、磁気プローブ（直径6mmのループ）と

電界プローブを用い、測定にはHP社製のNetwork Analyzer (HP 3577A)、検波器、およびXYレコーダを用いた。

図3.2に2ループアンテナの横断面図と正面図を示す。左右対称にループアンテナが配置され、給電は背面から一度上部に折り曲がった後、開口面を最大限に生かすトロンプーン型で給電が行なわれている。アンテナ前面の開口面には、着脱が可能なファラデーシールドが取付けられている。アンテナの幅は80mmで左右のアンテナの間隔は170mm、アンテナと横の金属壁とは40mmの間隔となっている。アンテナの有効長は230mmとなっており、リターン導体との間隔は80mmで、アンテナ自身は高周波損失を低減するためにステンレスに銅メッキが施されている。

試験用ファラデーシールドはその高周波損失の温度分布を測定するためにステンレス製で作られており、基本的な特性評価のためのパラメータスキャンは全て行なえる様に作られている。即ち、図3.3に示すファラデーシールドの高さ v と y 方向の周期 u を変えられるように作られており、2重シールドと単層シールドの比較も行なえるようになっている。しかし、ファラデーシールドとアンテナの間隔 d は15mmに、ファラデーシールドの厚み b は10mmに固定されている。

実際に、プラズマ中に速波を励起しているのはアンテナ周辺のインダクティブな電磁界であるが、この電磁界はアンテナ周囲の物体により影響を受ける。そのため、プローブによる高周波電磁界測定はなるべく外部の影響を受けないようにアルミ製のRFシールド箱で、アンテナ周辺を覆った上で行なった。図3.4に磁気プローブで測定された各磁界成分を示す。プローブ位置は $x = 27\text{mm}$ 、 $z = 0, 60\text{mm}$ (z 方向は各成分が最大の位置でプロット)で、 y 方向の分布を表している。 $z = 0\text{mm}$ の B_z 分布は、ファラデーシールドに流れる z 方向電流が小さいために比較的スムーズな波形となっているが、 B_x 、 B_y はファラデーシールドに流れる高周波電流の影響を受け、大きく振動をしている。 B_x 、 B_z はアンテナと側壁に流れる高周波電流が主に作る磁界であり、これが、プラズマ中の速波の励起に直接作用する。 B_y はアンテナの上下のフィーダーおよびその対向面に流れる x 方向電流が作るものであり、その強度は比較的弱く、図3.4から、上半分と下半

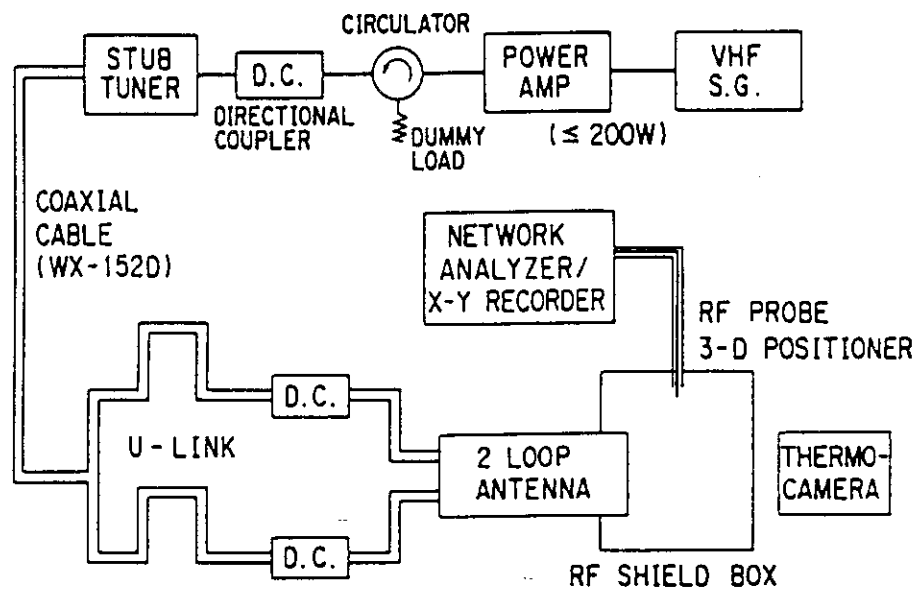


図 3.1 ファラデーシールド高周波試験に用いたシステムの概要

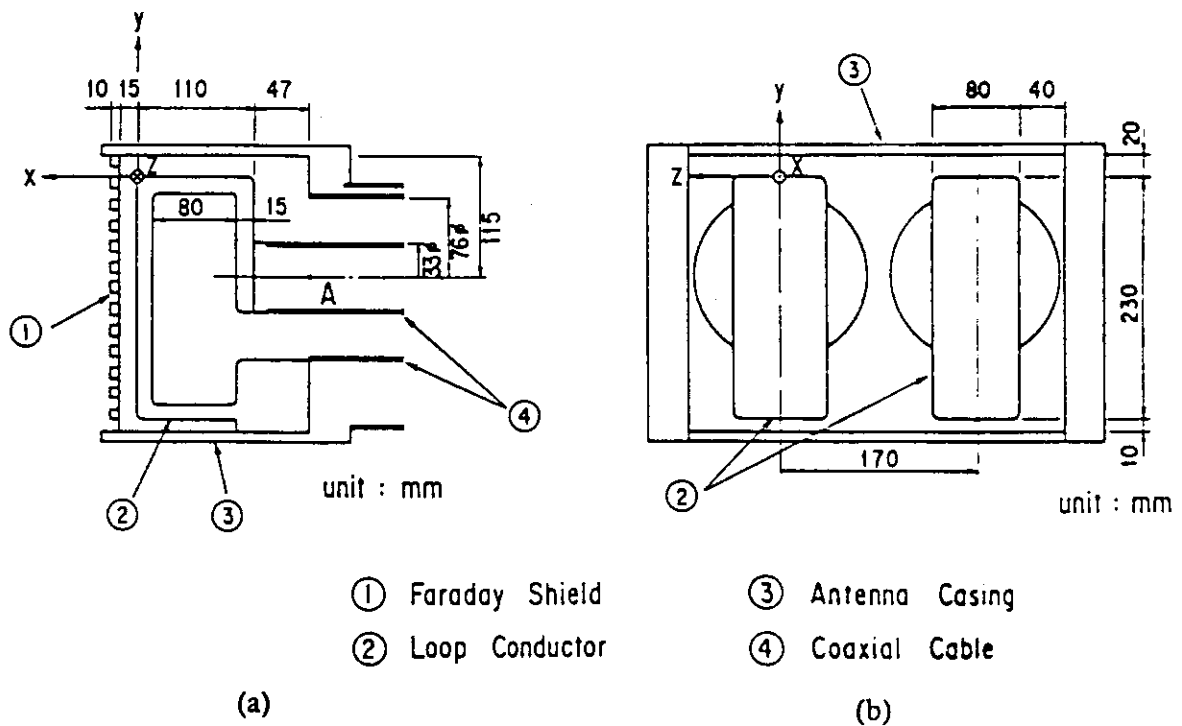


図 3.2 2ループアンテナの横断面図と正面図

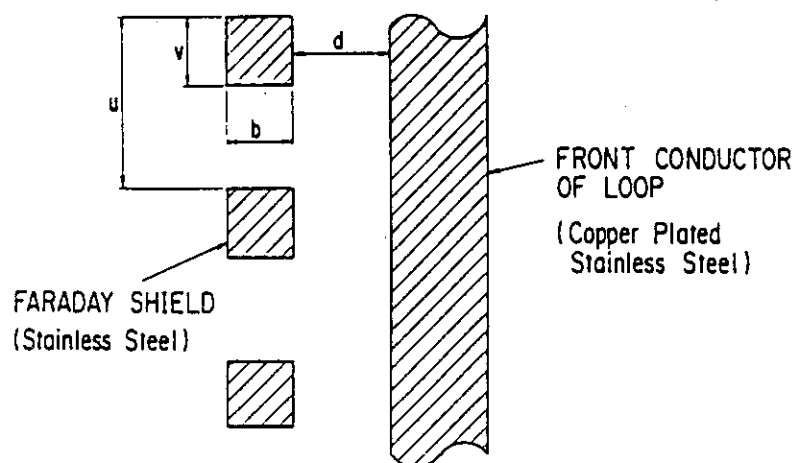
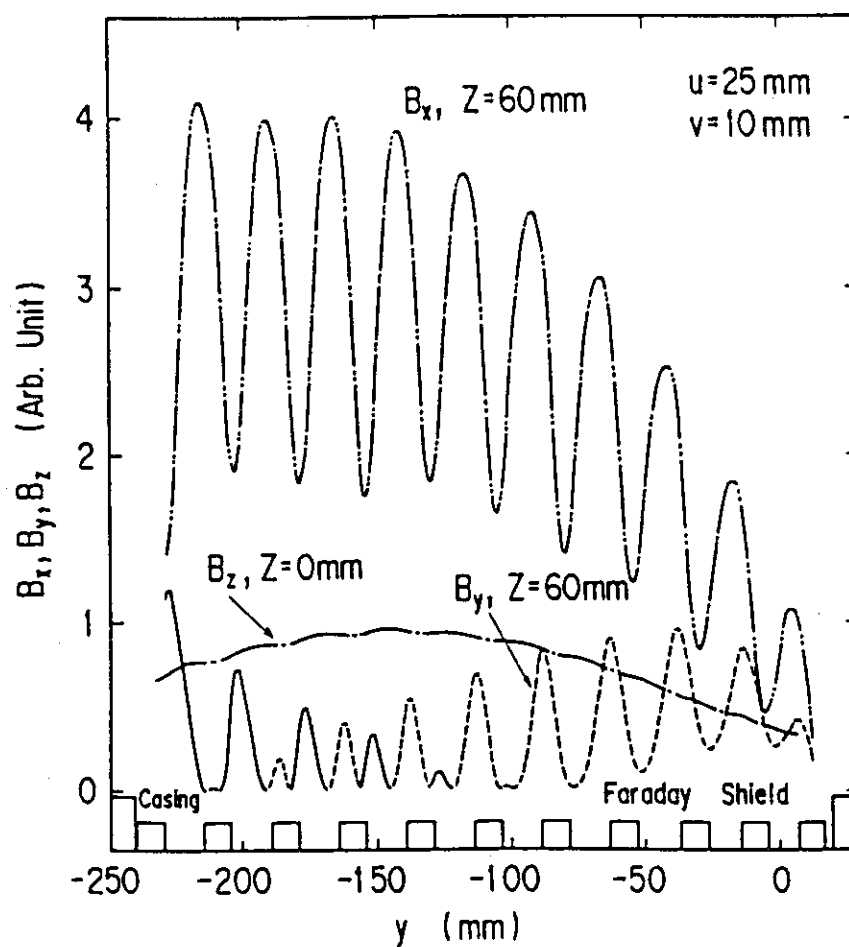


図 3.3 ファラデーシールドのパラメータ

図 3.4 磁気プローブで測定された磁界の各成分 (B_x, B_y, B_z) の y 方向分布

分で極性が反転しているのが解かる。

ファラデーシールドに流れる高周波電流分布はこれらの磁界測定から図3.5のようになることが想像できる。即ち、アンテナ前面に置かれたファラデーシールドの高周波電流は、アンテナと面する側にはアンテナ電流と逆方向に、プラズマに面する側にはアンテナ電流と同方向に回転するように流れる。同相励起時にはアンテナと側壁間、逆相励起時には左右のアンテナ間の前面に置かれたファラデーシールドには、主に z 方向の電流が流れる。これらのファラデーシールド表面に流れる電流によってアンテナの励起する高周波磁界は、ファラデーシールドの中を避けて分布するため、 $z=60\text{ mm}$ の位置における B_x の x 方向分布は、図3.6に示す様にファラデーシールド付近で圧縮されて上昇する。このファラデーシールドによる磁場の圧縮の効果を定量的に示したのが、図3.7である。即ち、本来 u に比例した面積にいる磁束が、表皮効果によりファラデーシールド内に高周波磁界を作れないために、 $u-v$ に比例した面積に圧縮される。それによる磁場の圧縮率は、理論的に予測される面積の圧縮率（図3.7中の実線）にほぼ一致した結果を得た。

図3.4から解かるように、ファラデーシールド近傍での磁界成分は、圧倒的に B_x 成分が大きいから、ファラデーシールドによる高周波損失は B_x 成分によって左右される。ファラデーシールドの表面高周波電流は磁界に比例し、高周波損失は表面電流の2乗に比例するため、ファラデーシールド1本当たりの高周波損失は磁界の圧縮率 $u/(u-v)$ の二乗に比例して上がることになる。このとき、ファラデーシールドの本数はその周期 u に反比例するから、ファラデーシールド全体の高周波損失は $u/(u-v)^2$ に比例するはずである。図3.8に、ファラデーシールドによるアンテナ負荷抵抗の増加分(R_{FS})と、 $u/(u-v)^2$ の関係を示す。ここで、直線は理論値 $R_{FS}=0.083 \cdot u/(u-v)^2$ を表す。ファラデーシールド以外のアンテナ負荷抵抗は 0.29Ω 程度と推定でき、アンテナ負荷抵抗の測定誤差は 0.01Ω 程度であり、ファラデーシールドによりアンテナ上の電流分布が変化するためバラツキは生じているが、 R_{FS} と $u/(u-v)^2$ の関係は計算値とほぼ一致する。

図3.9に、同相モード励起時のファラデーシールドの温度分布を赤外線テレビで測定

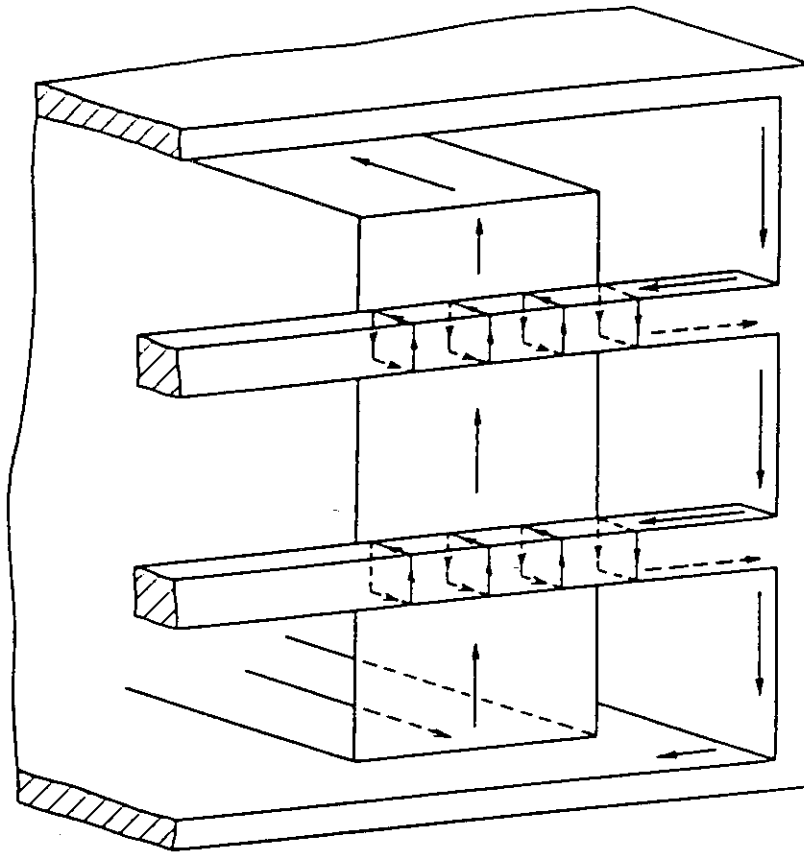


図 3.5 ファラデーシールドに流れる高周波電流分布

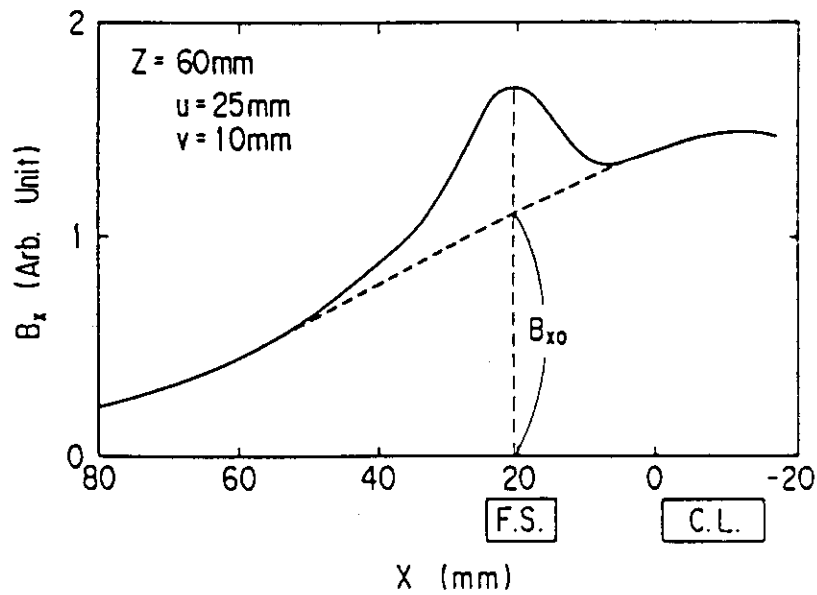


図 3.6 $z = 60 \text{ mm}$ の位置における磁束密度の x 成分 (B_x) の x 方向分布

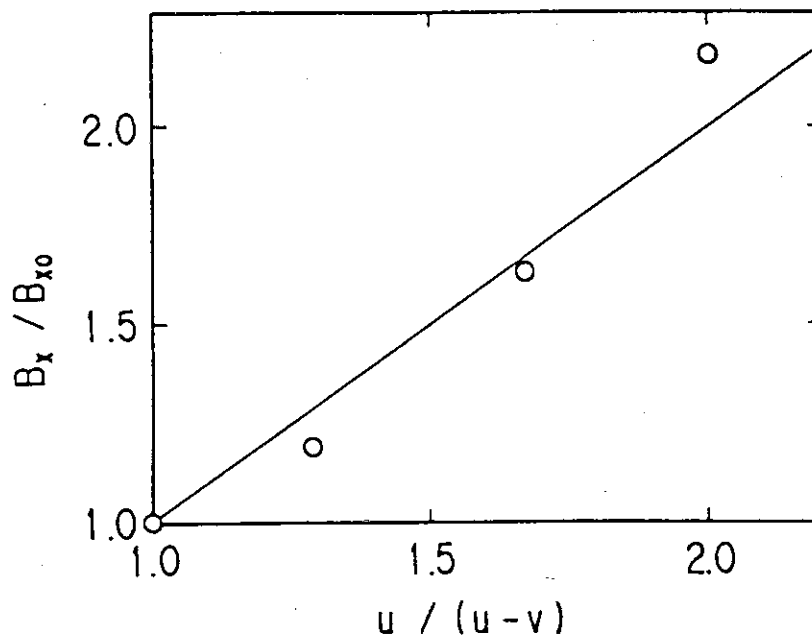


図 3.7 ファラデーシールドによる磁場圧縮の効果
実線は面積比からの計算値を表す。

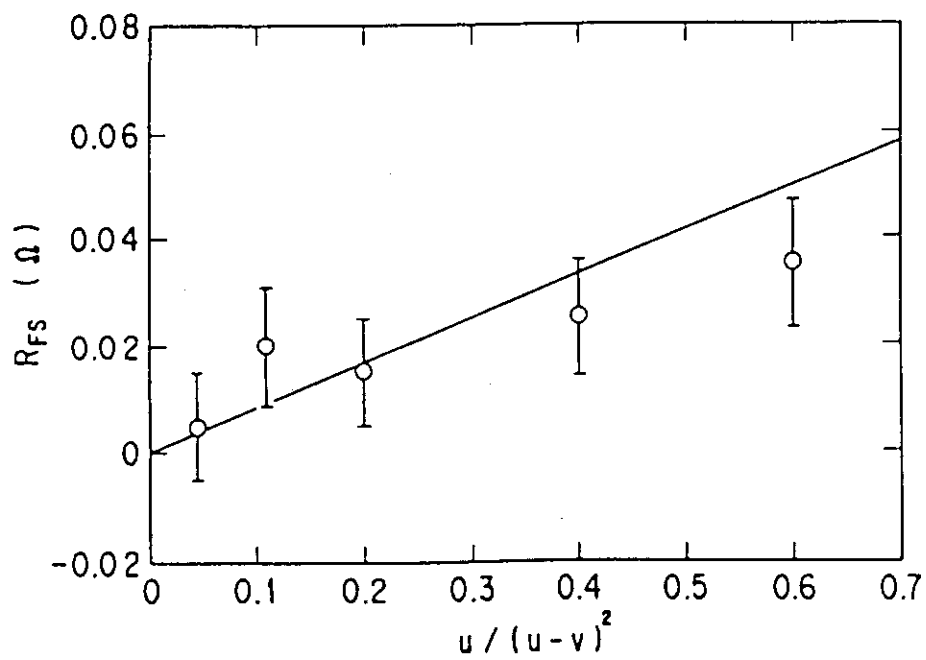


図 3.8 ファラデーシールドによるアンテナ負荷抵抗の増加分(R_{FS})と、 $u / (u-v)^2$ の関係
実線は理論値を表す。

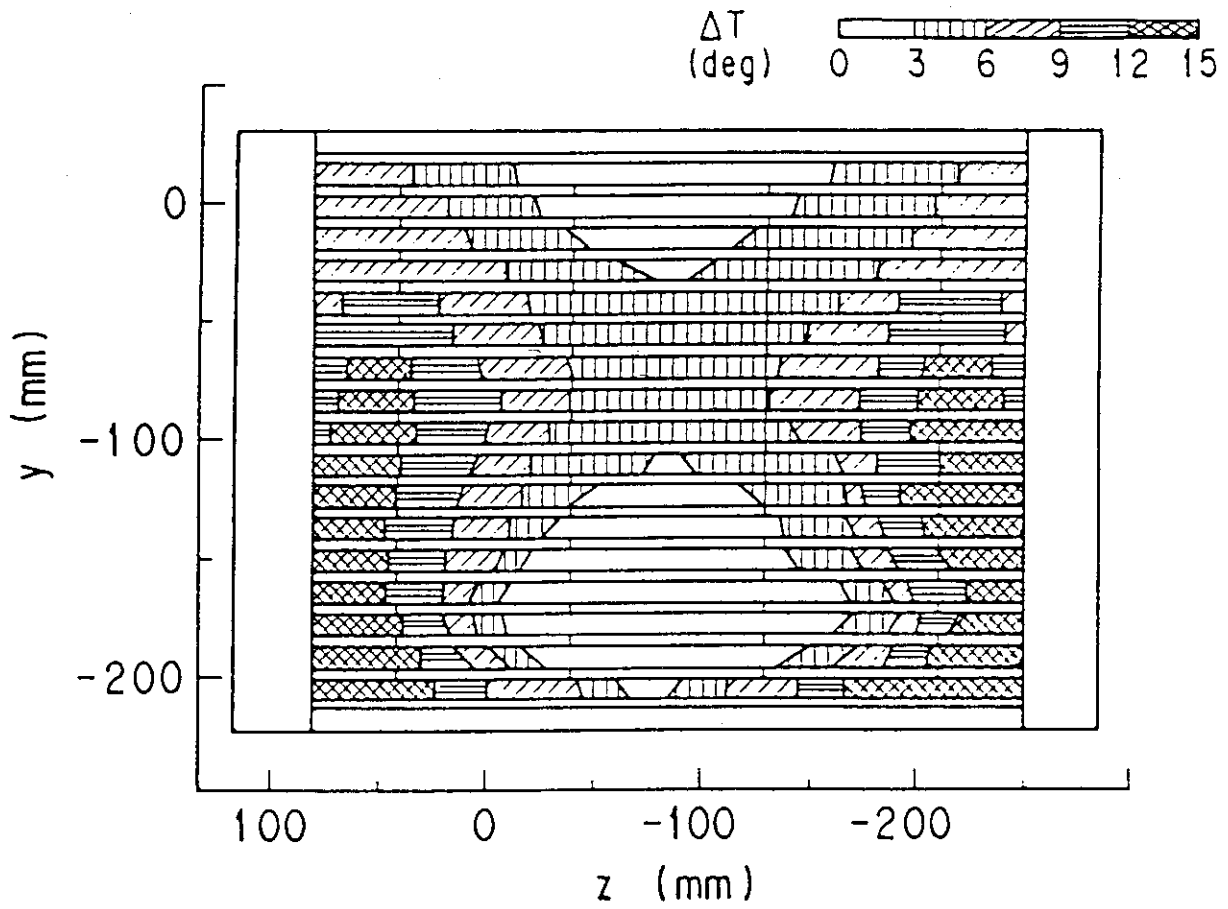


図 3.9 同相モード励起時のファラデーシールドの温度分布

した結果を示す。温度の高い部分は図3.4の B_x 分布とほぼ一致しておりアンテナ側壁間の特に下の部分で大きくなっている。そのため、JT-60のICRFアンテナでは側壁に x 方向の溝を切ることにより、側壁に流れる y 方向電流を減らすと同時に B_x の圧縮率を軽減することにより、ファラデーシールドの高周波損失を軽減する対策をとった。

3. 3 2ループアンテナのJFT-2Mにおける結合および耐電力試験

JT-60アンテナの上部半分に当たる2ループアンテナ(図3.2)に新たにファラデーシールドを装着し、JFT-2Mにて耐電力試験および、結合試験を行なった。

このオープンタイプのファラデーシールドは、エレメントの高さが12.5mmで周期が35mmの非円形断面形状を有しており、高温でも機械的強度を保ち、プラズマへの高 Z 不純物の混入を防ぐためにinconel 625にTiCコーティングを施して製作してある。実験に用いた高周波加熱システムの周波数は38MHzで、トロイダル磁場強度が1.25Tのとき、軽水素の2倍のイオンサイクロトロン高調波共鳴層がプラズマ中心に位置する。実験に用いたプラズマは表3.1に示すように、大半径1.3m、小半径0.35mの円形プラズマで、プラズマ電流は150kA、平均電子密度は $1\sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の範囲で実験を行なった。また、最大入射電力は100kW以下であり、トロイダル方向のアンテナ間位相差は同相(0度)と逆相(180度)で行なった。

表3.1 JFT-2Mのプラズマパラメータ

大半径 (m)	1.3 m
小半径 (m)	0.35 m
プラズマ形状	円形プラズマ
トロイダル磁場	1.25 T
プラズマ電流	150 kA
線平均電子密度	$1\sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
リミター	カーボン

図3.10に結合抵抗の密度依存性を示す。実線は結合コードにより求められた結合抵

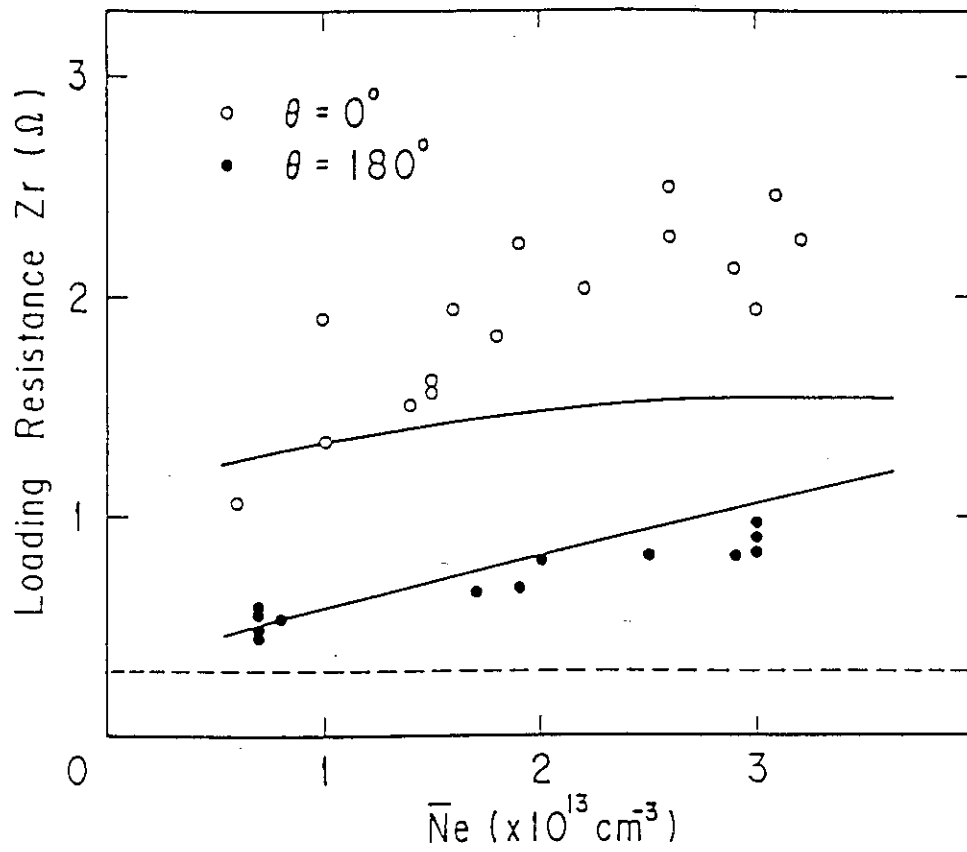


図 3.10 結合抵抗の密度依存性

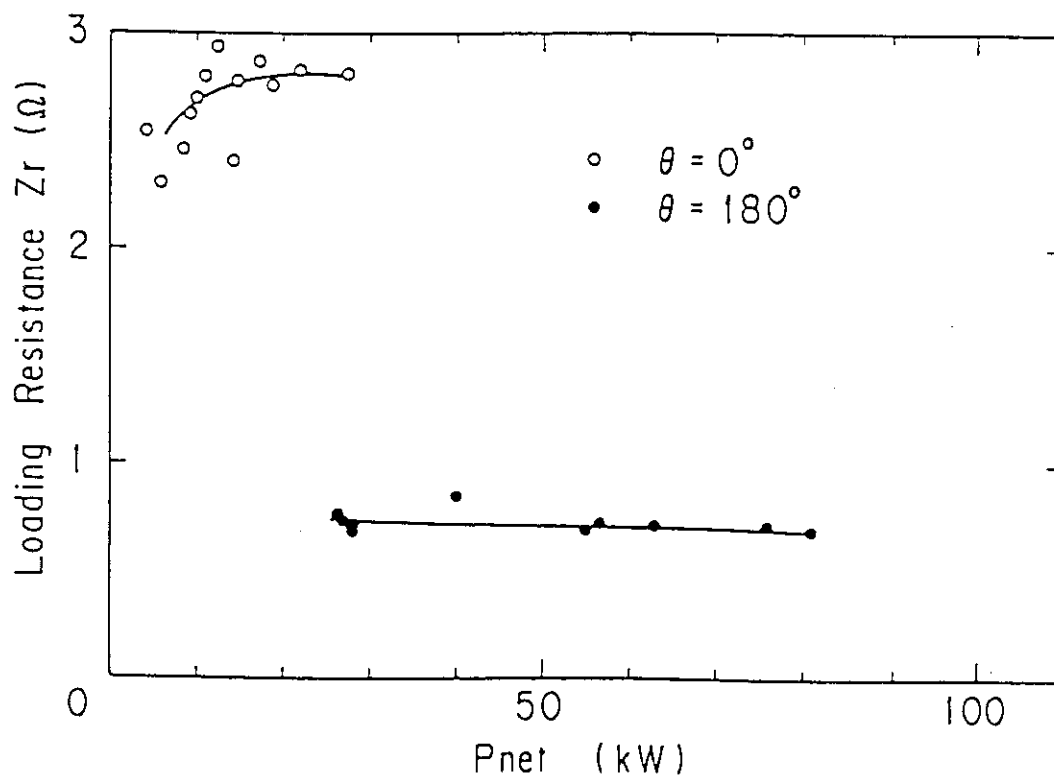


図 3.11 結合特性の入射電力依存性

抗を示し、点線は真空中の結合抵抗、つまりアンテナおよび整合回路の高周波損失を表す。プラズマ結合抵抗は○で表した同相の方が、●で表した逆相の値の2倍以上大きかった。また、どちらの位相差に関しても、計算による予測どおり結合抵抗は平均電子密度とともに上昇する傾向があった。計算値と実験値の違いは、計算コードが用いたアンテナモデルが、簡単なモデルのため実際のアンテナ形状と異なる点、計算に用いた密度分布は密度によらず同じ関数を用いているが、実際のプラズマでは低密度と高密度で電子密度分布の関数が異なる事などが原因と考えられる。

図3.11には、アーク放電、マルチパクタ放電などの結合抵抗への影響を確認するために結合特性の入射電力依存性を示す。同相、逆相ともに、大きな依存性は見られず、高周波がプラズマ中の速波に結合した可能性が高いことを示している。ここで、同相モードの入射電力が小さい理由は後に述べる。

同相モードと逆相モードについて計算コードで求めた放射波数スペクトルを図3.12示す。逆相モードの場合はスペクトルのピークが 10 m^{-1} 付近にあり、同相モードの場合は0および 4 m^{-1} 付近にある。イオンサイクロトロン共鳴層の半径方向の厚さは、波数スペクトルに比例するため、図3.12より逆相モードの放射波数スペクトルの方が、同相モードよりも吸収されやすい事が判る。

イオン温度が低く吸収の弱い場合、第2高調波加熱時には、第一壁周辺から吸着されていた水素ガス及び不純物の混入があり、それによって周辺部のプラズマが冷却されるためにプラズマのトロイダル方向の周回電圧（ワンターン電圧）の上昇が起こる。図3.13にワンターン電圧と高周波入射電力の関係を、図3.14に電子密度で規格化した不純物ラインのスペクトル強度と高周波入射電力の関係を示す。ワンターン電圧の上昇分は入射電力に比例して増加し、同相モードの方が逆相モードよりも4倍程度増加率が大きいことが判る。これは、同相モードの方が逆相モードよりも中心部の共鳴層での吸収が弱いために、相対的に周辺部で吸収される割合が増え、周辺部からのガス放出、不純物の混入等により周辺部のプラズマが急速に冷却され電気抵抗が大きくなり、電流が中心部に集中してプラズマの内部インダクタンスが上昇するためと、全体として電気抵

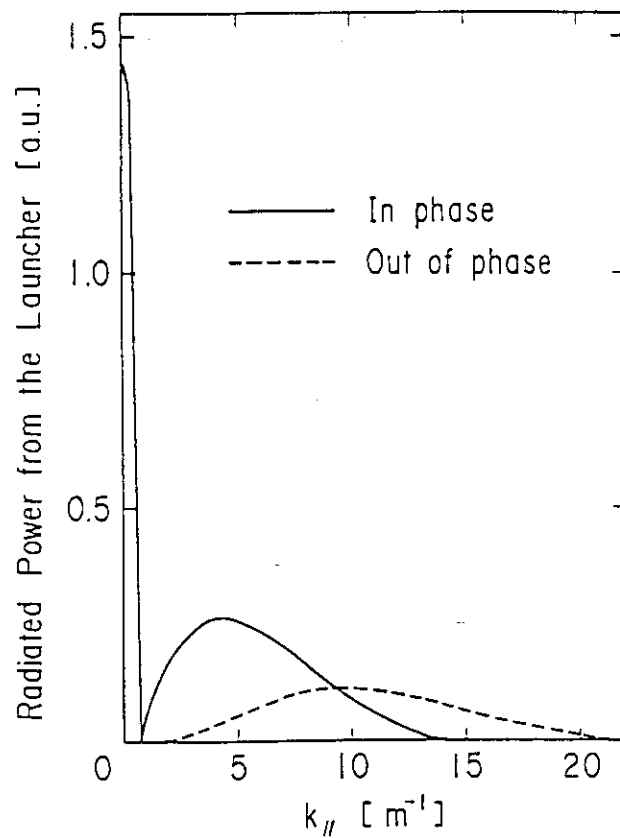


図 3.1 2 同相と逆相モードでの放射トロイダル方向波数スペクトル

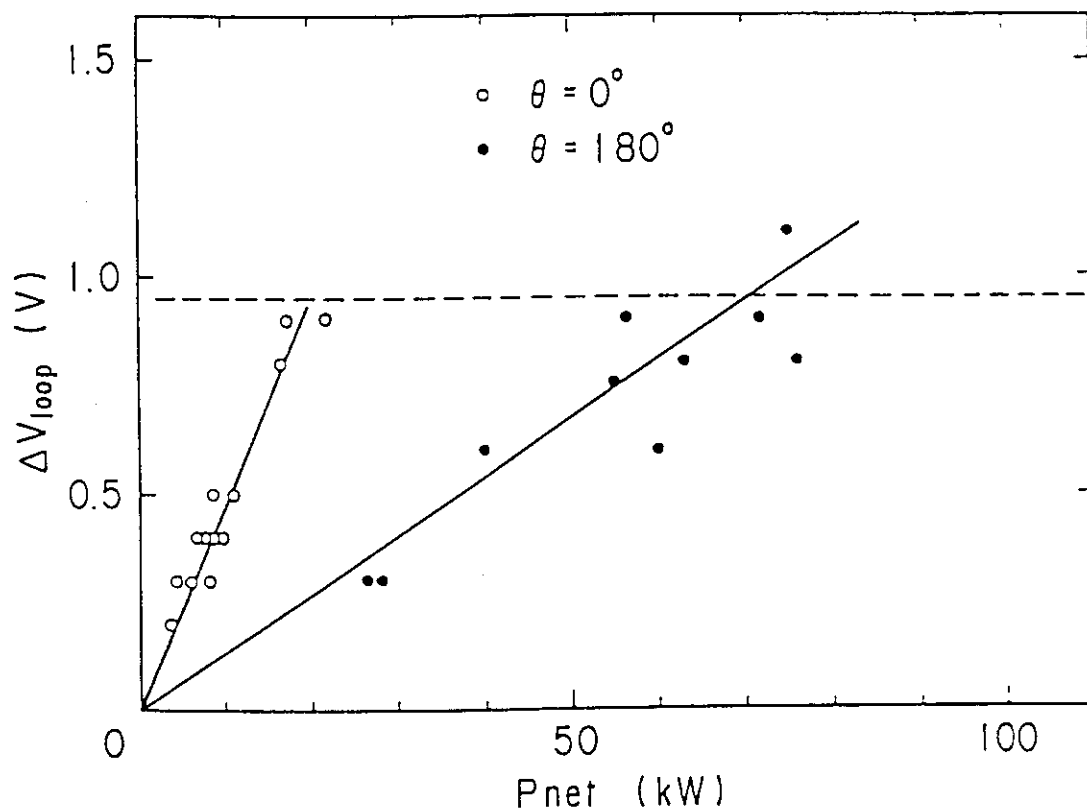


図 3.1 3 トロイダル方向の周回電圧と 高周波入射電力の関係

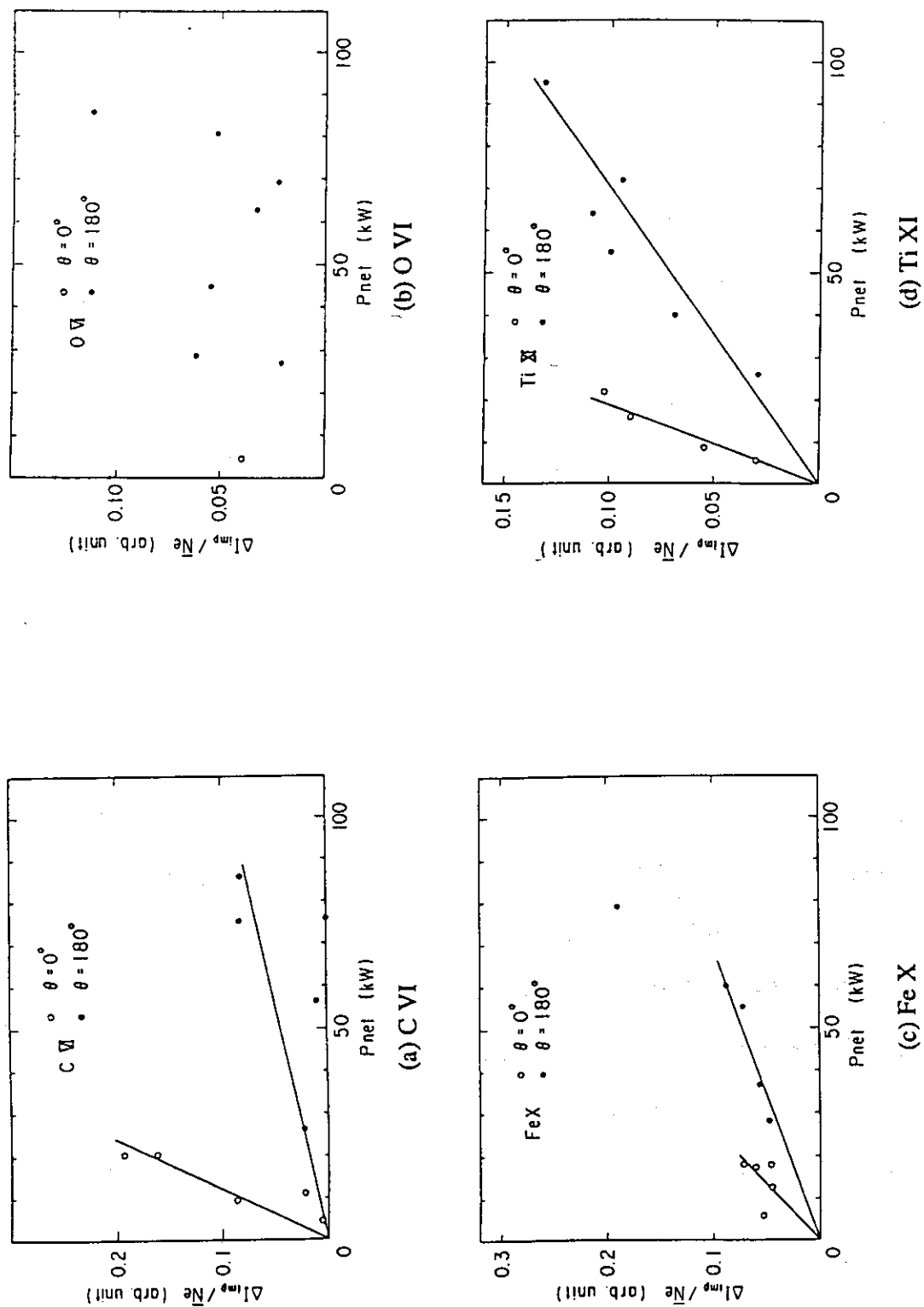


図 3.14 密度で規格化した不純物ラインのスペクトル強度と高周波入射電力の関係

抗値が上昇することによる。図 3.1 1 で、同相の入射電力が小さいのも、同じ理由によりプラズマ中の電流分布が中心付近に集中し、電磁流体力学的不安定性を引き起こしてプラズマが消滅するために、同相モードでは大電力での実験が行えなかったためである。図 3.1 4 (a)は炭素 (C VI)、(b)は酸素 (O VI)、(c)は鉄 (Fe X)、(d)はチタン (Ti XI) の不純物ラインのスペクトル強度を表す。不純物の増加率は同相の方が逆相よりも大きく、炭素、鉄、チタンには高周波入射電力とのはっきりした相関が見られるが、酸素に関しては、高周波入射電力との相関ははっきりしなかった。

以上の結果から、明確な加熱は確認できなかったが、単層のファラデーシールドでも耐電力的には問題が無く、加熱時の放射損失や不純物の発生量がトロイダル方向位相差に依存していることから、速波の吸収の理論的予測と良く一致しており、単層ファラデーシールド付き 2 ループアンテナでの耐電力、速波励起における有効性が確認された。

3. 4 JT-60 ICRFアンテナの設計および耐電力試験

第 2 章 2 節にて説明した結合コードを用いてアンテナ結合特性の評価を行ないアンテナの設計を行なった。設計条件として、アンテナの本数は 4 本とし、トロイダル方向とポロイダル方向に 2 段 2 列に並べ、トロイダル方向とポロイダル方向の波数制御が可能なものとした。各アンテナの入射電力を最大 1.5 MW とすると、アンテナと整合器間の VSWR の最大値は伝送路の耐電圧より 2.5 以下に制限された。また、アンテナ付近の耐電界は、トロイダル磁場と平行な方向で約 20 kV/cm 以下と仮定した。(トロイダル磁場と垂直な方向では磁場の絶縁により、通常は放電が起こらない。)

JT-60 では、外側ダイバータ配位のため水平位置にアンテナを設置することができず、比較的小さなポート寸法のため、十分な結合抵抗を得られない。従って、アンテナや整合回路の回路損失を考慮し、以下の式で定義する結合効率 η_1 を意識して評価を行なう必要があった。

$$\eta_1 = \frac{R_c}{R_c + R_v}$$

ここで、 R_C はアンテナ結合抵抗、 R_V はアンテナ及び整合回路の回路損失に相当する抵抗を表す。

また、真空容器とプラズマの間をあたかも同軸線のようにプラズマ表面に沿って伝搬可能なSurface mode（トロイダル方向の波数（ k_z ）が自由空間の波数（ k_0 ）付近）や、 k_z が1以下のスペクトルは、プラズマの中心付近での吸収が小さいため周辺で吸収される割合が多い。そのため、周辺プラズマの温度上昇等による第一壁面付近でのイオンスパッタ等の増加を引き起こし、不純物の発生の原因ともなっている。従って、アンテナ設計の指針として放射効率 η_2 を導入し、加熱に有効なスペクトルを効率良く励起できるアンテナの設計を目指した。

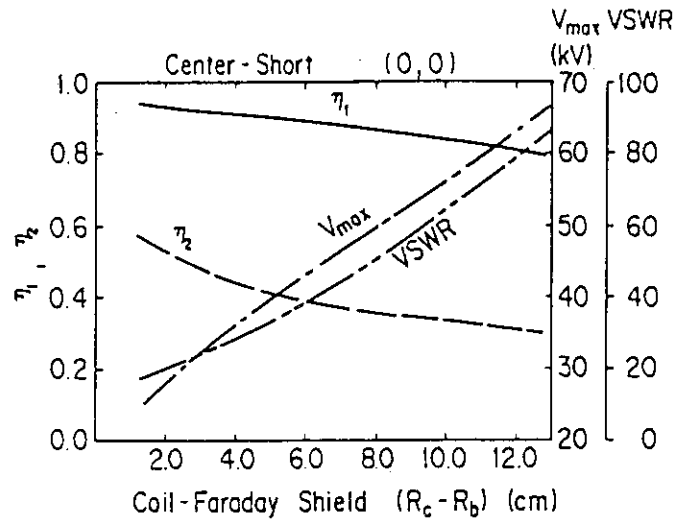
$$\eta_2 = 1 - \frac{\iint_{-k_0}^{k_0} R_{kC} \cdot dk_y \cdot dk_z}{\iint_{-\infty}^{\infty} R_{kC} \cdot dk_y \cdot dk_z}$$

ここで R_{kC} は、(k_y, k_z)空間のアンテナ結合抵抗のスペクトル成分を表す。

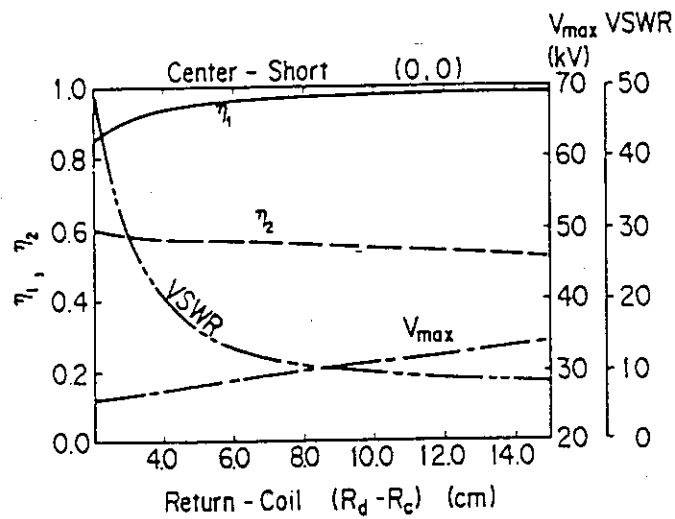
アンテナの給電方法は中心から給電する方法と上下から給電し中心で短絡する方法があるが、電流が上下の中心で最大になる上下給電の方がポロイダル方向の波数スペクトルの広がり少なく、エバネセント層が薄くなるため良好な結合特性を得られるので、ここでは上下給電の場合について検討を行なう。

図3.15に、 η_1 、 η_2 、最大発生電圧、およびVSWRの、(a) アンテナ-ファラデーシールド間距離依存性、(b) アンテナ-リターン導体間距離依存性、(c) アンテナ幅依存性を示す。位相モードは、結合抵抗が最も大きいトロイダル方向にもポロイダル方向にも同相で結合特性の評価を行なった。

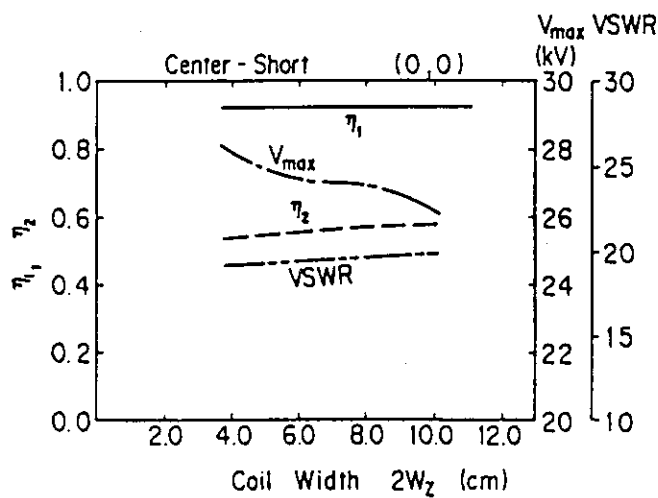
アンテナ-ファラデーシールド間距離は小さいほど結合特性は改善され、 η_1 、 η_2 は増加し、最大発生電圧およびVSWRは減少する。しかし、ファラデーシールドとアンテナ間の放電も考慮し、アンテナ-ファラデーシールド間距離の設計値は15mmとした。アン



(a) アンテナ-ファラデーシールド間距離($R_c - R_b$)依存性



(b) アンテナ-リターン導体間距離($R_d - R_c$)依存性



(c) アンテナ幅($2W_z$)依存性

図 3.15 η_1 、 η_2 、最大発生電圧およびVSWRのパラメータ依存性

テナ-リターン導体間距離は長いほうが結合特性は改善されるが、8 cm程度で飽和するため、設計値は8cmとした。アンテナ幅は広いほど最大電圧が減少するが、アンテナ間距離、アンテナ側壁間距離とのバランスより、7.5 cmとした。

上記の設計に基づいて制作されたJT-60 ICRFアンテナは、真空容器に据え付けられる前に低電力での高周波特性試験と100 kWの高周波増幅器と整合回路を用いた耐電力試験が行なわれた。

JT-60 ICRFアンテナを図3.16に示す。プラグイン型2×2アンテナアレイになっており、高さ52 cm横幅37 cmの長方形の中に4本のループアンテナが収納されている。アンテナ間にはしきり板はなく、アンテナは上下の中心で金属支柱により外導体と短絡されている。各アンテナ間の結合は下に示すようにボロイダル方向に隣り合うアンテナ間で-6.5～-6.6 dB、トロイダル方向に隣り合うもの同士で-14.3～-14.6 dB、対角のアンテナ間では-19.9 dBとなっている。

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1.4 \text{ dB} & -6.6 \text{ dB} & -19.9 \text{ dB} & -14.3 \text{ dB} \\ -6.6 \text{ dB} & -1.4 \text{ dB} & -14.6 \text{ dB} & -19.9 \text{ dB} \\ -19.9 \text{ dB} & -14.6 \text{ dB} & -1.4 \text{ dB} & -6.5 \text{ dB} \\ -14.3 \text{ dB} & -19.9 \text{ dB} & -6.5 \text{ dB} & -1.4 \text{ dB} \end{bmatrix}$$

このように各アンテナ間の結合が大きい為に、真空中でも4本同時に整合をとれる位相のモードは左右対称か、反対称の4つのモード： $(0, 0)$ 、 $(\pi, 0)$ 、 $(0, \pi)$ 、 (π, π) に限られた。ここで、括弧内の始めの値はトロイダル方向に隣り合うアンテナ電流の位相差、後ろの値はボロイダル方向に隣り合うアンテナ電流の位相差を表す。

位相差による各アンテナの入力インピーダンスの変化は、アンテナ間結合による相互インピーダンスとアンテナ電流の位相関係で説明できる。トロイダル方向の位相差とボロイダル方向の位相差のアンテナ入力インピーダンスへの影響を確認するために、図3.17に3種類の位相モード $(0, 0)$ 、 $(\pi, 0)$ 、 $(0, \pi)$ のアンテナ入力インピーダンスをスミスチャート上に示す。 $(0, 0)$ モードの入力インピーダンスを基準に

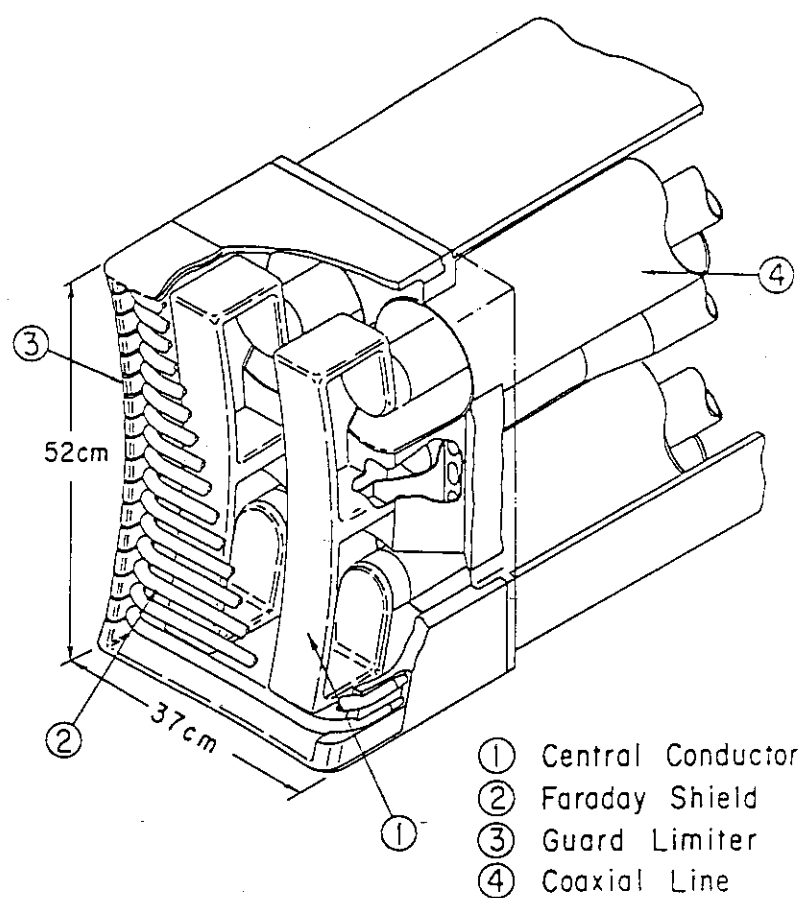


図 3.1 6 JT-60 ICRFアンテナ構造図

J T - 6 0

● $(\pi, 0)$

□ $(0, 0)$

■ $(0, \pi)$

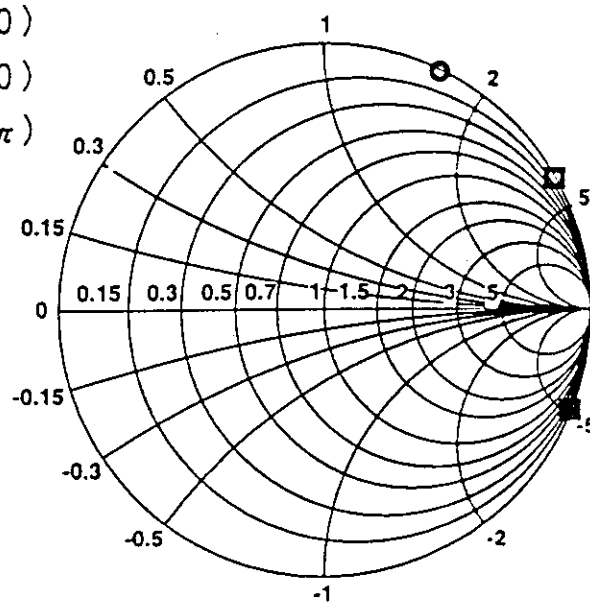


図 3.1 7 3 種類の位相モードのアンテナ入力インピーダンス

とれば、 $(\pi, 0)$ モードの場合、位相が -35 度変化し、 $(0, \pi)$ モードではほぼ $+50$ 度変化している。このように、トロイダル方向とポロイダル方向で、位相差の変化による入力インピーダンスの変化が逆なのは、1本のアンテナに流れる電流が他のアンテナに誘起する電流の方向が、トロイダル方向に隣接するものでは同相電流、ポロイダル方向に隣接するものでは逆相電流であることに起因する。

耐電力試験は、周波数 120 MHz で、 100 kW 、 10 秒の高周波出力の増幅器とJT-60で実際に用いる2スタブ整合回路を用いて行なった。即ち、ポロイダル方向に隣接する二本のアンテナ(I、II系統)に各 50 kW 入力し、となりの2本のアンテナ(III、IV系統)はスタブ整合器を調整することにより流れる電流を抑制した。(電力比で $I:II:III:IV=1:0.98:0.14:0.53$) アンテナは、ベーキングが可能で超高真空に引ける真空容器内にて、超高真空でのエージングを行なった。低電力領域でのエージングでは、高周波に特有なマルチパクター放電が発生し、真空容器内での発光、ガス圧の上昇と反射電力の変化が観測された。しかし、マルチパクター放電も入射電力の上昇とともに弱まり、 40 kW 以上では抑制された。耐電圧試験では増幅器出力の限界値 100 kW までのエージングが行なわれ、I、II系ともに定在波の最高電圧は $26\text{--}28\text{ kV}$ に達した。

3. 5 まとめ

JT-60 ICRF加熱用アンテナには、トロイダル、ポロイダル両方向に位相制御が可能なプラグイン型 2×2 ループアンテナアレイを採用し、ファラデーシールドには高周波損失が少なく結合特性も良好な単相のオープンタイプファラデーシールドを採用した。単相オープンタイプのファラデーシールドの高周波特性をモックアップで評価した後、JFT-2MにてJT-60 ICRFアンテナの上半分当たる2ループアンテナを用いて、結合特性試験、耐電力試験を行い、その速波励起の有効性を確認したうえでJT-60 ICRFアンテナを製作した。JT-60 ICRFアンテナは、低電力高周波特性試験を行った後、テストスタンドにて大電力での耐電圧試験を行い、増幅器出力の上限値 100 kW までのエージングを行った後、JT-60本体真空容器に据え付けられた。

参考文献

- [3 . 1] Nagashima, T., Uehara, K., Kimura, H., Imai, T., Saigusa, M., et al.,
"The JT-60 Radio-Frequency Heating System: Description and R&D Results",
Fusion Engineering and Design, 5, 101 (1987).
- [3 . 2] Arai, H., Kimura, H., Fujii, T., Saigusa, M., Moriyama, S.,
"A Ceramic-Free Waveguide for ITER Ion Cyclotron Wave System"
IEEE Transactions on Plasma Science, No.3, Vol.21, 265 (1993).
- [3 . 3] Fujii, T., Saigusa, M., Ikeda, Y., Kimura, H., Hirashima, T., et al.,
"Joule Loss on a Faraday Shield of JT-60 ICRF Test Antenna"
Jpn. J. Appl. Phys., 27, 2378 (1988).

第4章 JT-60 ICRF加熱実験

4.1 はじめに

JT-60のICRF加熱実験は1986年の夏から始まり、1989年の秋に終了した。

JT-60では当初、装置の自由度を高めるために核融合反応によって装置の放射化を引き起こす重水素及び三重水素は用いず、軽水素及びヘリウムを用いて実験を行った。そのため、ICRF加熱実験としては、軽水素の2倍の高調波加熱実験を中心に、3倍の高調波加熱、加熱に伴う不純物、放射損失の増加などの研究を行なった[4.1 & 4.2]。

本章では、JT-60 ICRF加熱実験でのアンテナ結合特性、Hモード発生時の結合特性、加熱時の放射損失特性を述べた後、加熱特性と加熱に伴う周辺部でのパラメトリック不安定性などについて述べる。

4.2 JT-60のアンテナ結合特性

JT-60 ICRFアンテナのプラズマとの結合特性について記述する[4.3]。加熱実験は主に $(0, 0)$ と $(\pi, 0)$ の2つのモードで行なった。それぞれの位相モードの実験でプラズマに励起する磁力線方向の波数スペクトル($k_{\parallel}$)を図4.1に示す。用いた結合コードは第2章2節で説明したコードであり、周波数は120 MHzで、プラズマ中小半径方向(x方向)に20 cm内側まで伝搬できた波を、結合できた波と見なした。 $(0, 0)$ モードでは $k_{\parallel}$ が小さいスペクトル成分が多く、スペクトルのピークは $k_{\parallel}=0 \text{ m}^{-1}$ にあり、表面波モードとなる $k_{\parallel}$ スペクトル成分($k_{\parallel}<k_0=2.5 \text{ m}^{-1}$)が多いが、 $(\pi, 0)$ モードでは $k_{\parallel}$ スペクトルのピークは $\pm 1.0 \text{ m}^{-1}$ 付近であり、表面波モードとなる $k_{\parallel}$ スペクトル成分は非常に少ない。また、最高入射電力は $(0, 0)$ モードで3.1 MW、 $(\pi, 0)$ モードで2.9 MWに達し、この時のアンテナ開口面での最高電力密度は世界最高値 1.6 MW/m^2 に到達した。

アンテナ電流がプラズマ中にどの程度波を励起できたかを評価するパラメーターに結合抵抗がある。その定義は既に2章で述べたが、その物理的意味はアンテナをアンテナ先端位置に置かれた純抵抗と見なす等価回路であり、その値は伝送線路の特性インピー

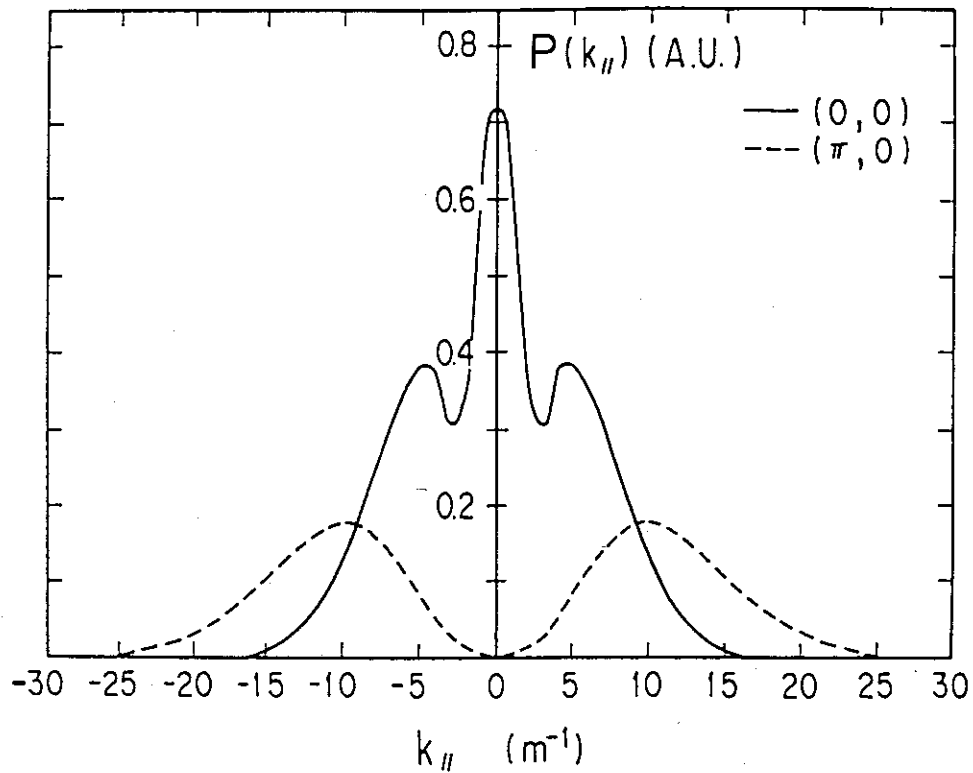


図4.1 JT-60 ICRF アンテナが励起するトロイダル方向の波数スペクトル ($k_{\parallel}$)

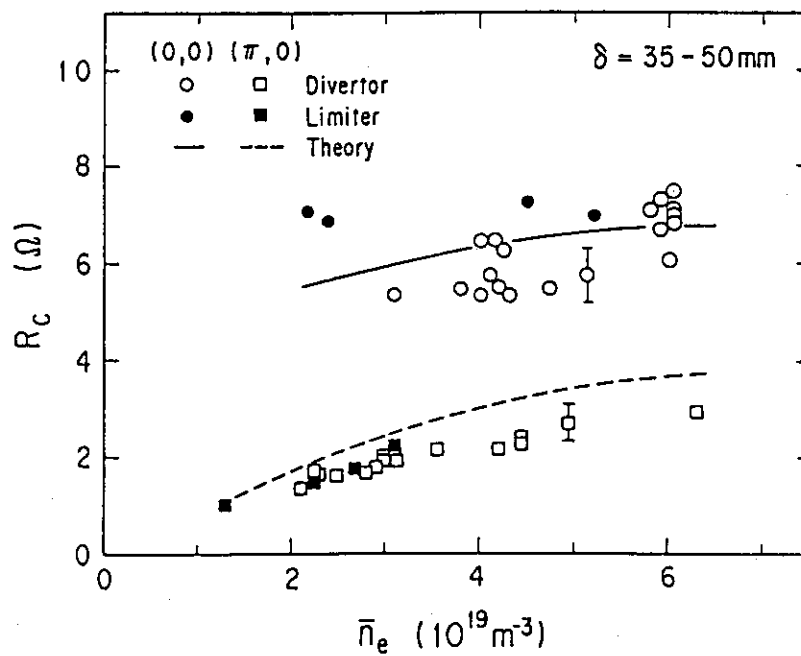


図4.2 結合抵抗の平均電子密度依存性

ダンスを上回ることはなく、大きいほど（特性インピーダンスに近いほど）小さいアンテナ電流でも効率良く波を励起できる。図4.2にアンテナ1本当当たりの結合抵抗の平均電子密度依存性を示す。実線と破線はそれぞれ（0、0）モード、（ π 、0）モードにおける計算値を示している。計算ではプラズマの電子密度分布は1次元スラブモデルで、セパトリックス内で2乗分布、スクレープオフ層では3 cmのe-folding lengthで指数関数的に第一壁まで減少するモデルを用いた。アンテナープラズマ間距離（アンテナガードリミタ先端とセパトリックス（リミター配位では最外殻磁気面）間の距離）は実験では35～50 mmの場合についてプロットしたが、計算では35 mmを用いた。実験結果と計算結果はほぼ一致しており、リミタープラズマ、ダイバータプラズマともに（0、0）モードの方が、（ π 、0）モードよりも結合抵抗が大きく、密度依存性も少ない。

図4.3に結合抵抗のアンテナープラズマ間距離依存性を示す。実線と破線はそれぞれ（0、0）モード、（ π 、0）モードにおける計算値を示している。アンテナがプラズマから遠ざかるに従って結合抵抗が減少する傾向は、全ての場合について共通であるが、

減少する割合は（0、0）モードよりも（ π 、0）モードの方が大きく、リミター配位よりもダイバータ配位の方が顕著である。（ π 、0）モードの方が結合抵抗の距離依存性が大きいのは、励起する波数スペクトルが高いためであり、ダイバータ配位の方がリミター配位より距離依存性が大きいのは、アンテナ周辺の密度の減少する割合が、ダイバータ配位の方がリミター配位より顕著なためである。計算値は、結合抵抗のアンテナープラズマ間距離依存性が位相モードによって変わることを良く説明しており、その値はリミター配位の実験結果とほぼ一致している。

結合特性を説明するためにここで単成分プラズマでの速波のカットオフ密度を示す。

$$n_{\text{ce}}^c \equiv (\epsilon_0 \cdot B / e) \cdot (\omega + Z_i \cdot eB / m_i) \cdot (N_{\parallel}^2 - 1) \dots \dots \dots (4.1)$$

ここで、 ω は励起した波の角周波数、 e は電子の電荷、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 B は磁束密度、 Z_i はイオンの原子番号、 m_i はイオンの質量、 $N_{\parallel}$ は磁力線方向の屈折率で、 $k_{\parallel}$ とは $N_{\parallel} = k_{\parallel} \cdot c / \omega$ の関係にある。（0、0）モードでは $k_{\parallel}$ が小さいスペクトルが多く、（ π 、

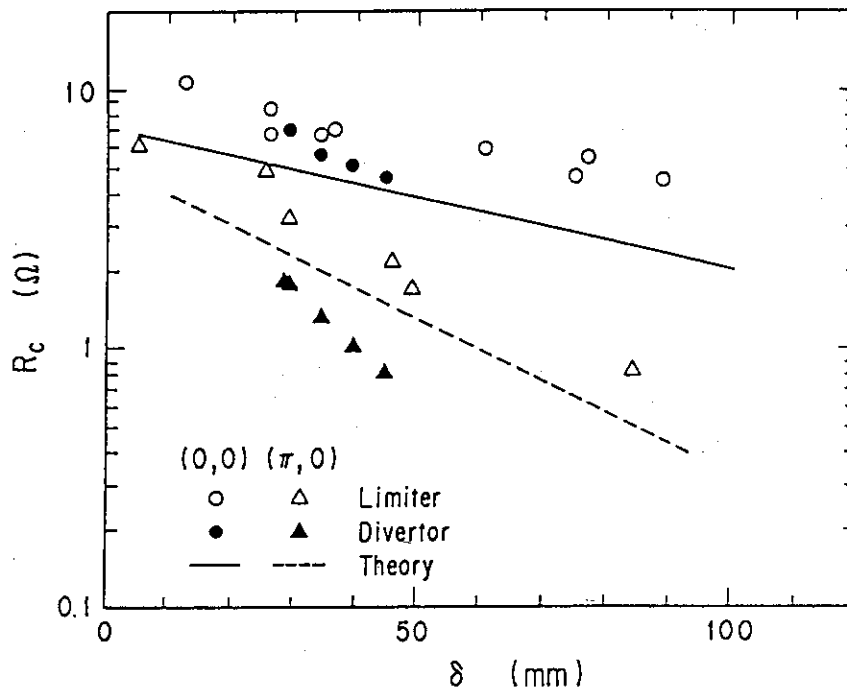


図4.3 結合抵抗のアンテナとプラズマ間距離 (δ) 依存性

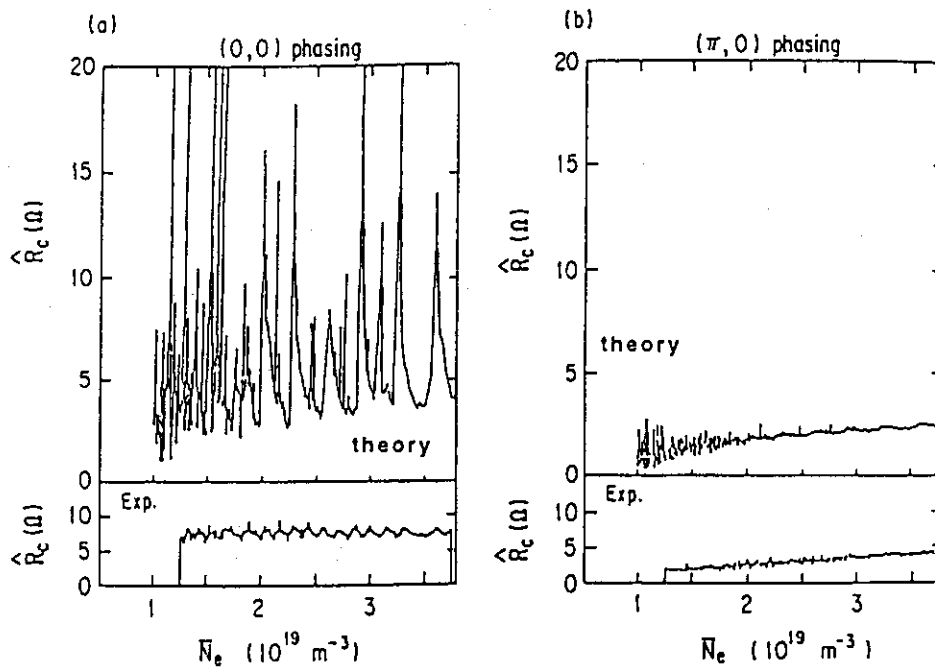


図4.4 密度スキャンを行なった場合の結合抵抗に見える固有モードの影響

0) モードでは $k_{\parallel}$ が大きいスペクトル成分が多い。そのため、次節で示すように (0, 0) モードの大部分のスペクトルはスクレープオフ層にある。一方、(π , 0) モードの放射スペクトルの多くは、そのカットオフ面がセパトリックス面よりも内側にあるため、セパトリックス面 (リミタ配位では最外殻磁気面) の内側でなければ伝搬できない。従って、(0, 0) モードの方が (π , 0) モードよりもアンテナ前面にある遮断層が薄いため、全体的に結合抵抗が大きくなる。

図4.4に1ショットで密度スキャンを行なった場合の (0, 0) モード、(π , 0) モードにおける結合抵抗に見える固有モードの影響を示す。理論値は1次元運動論的波動コード[4.4]で求めたアンテナの結合抵抗であり、バースト状の波形は密度変化に伴ってトカマクの真空容器中に次々と様々な固有モードが現われているためである。この固有モードとは、トロイダル方向、ポロイダル方向、半径方向に3次元的な構造を持つトーラス形状の速波の固有モードであり、速波の吸収が弱くその減衰長がトーラスの周長より長くなったとき、真空容器内およびプラズマを伝搬する速波によって励起される。アンテナが固有モードを直接励起した場合には、アンテナの入力インピーダンスの虚数部が0に近づくため結合抵抗が非常に大きくなる。そのため、モードをロックさせて常に大きな結合抵抗を得ようとする試みもフランスのTFRで提案されたが[4.5]、実際の実験でモードをロックさせることは困難であるため断念された。図4.4に示す様に理論計算では、固有モードの励起は明らかに (0, 0) モードの方が (π , 0) モードに比べて大きく、特に低密度の領域で多くの固有モードが励起されているのが判かる。実験では、理論の予測ほどの差は無いが、(0, 0) モードでは密度の上昇に伴って明らかに結合抵抗が波打っているのが判かる。この実験結果は、理論の予測どおり (π , 0) モードの励起する $k_{\parallel} \sim \pm 1.0 \text{ m}^{-1}$ のスペクトルの吸収が、(0, 0) モードの励起する $k_{\parallel} \sim 0 \text{ m}^{-1}$ 付近のスペクトルの吸収よりも強いことを表している。この吸収の $k_{\parallel}$ スペクトルへの依存性は、吸収層の厚みがドップラーシフトの効果により、 $k_{\parallel}$ に比例して厚くなる為である[4.6]。また、理論と実験の固有モードの強度の違いは、波の吸収が計算による予想よりも強いことを表しており、コードに考慮されていない周辺部での波

の吸収機構等（パラメトリック不安定性等）の影響と考えられる。

4. 3 Hモード発生時の結合特性

エネルギー閉じ込め特性の良いHモードは、多くのトカマクで観測され、その閉じ込め改善の物理が明らかになりつつあるが、ICRF加熱に関しては、Hモード発生時に結合特性の減少が、ASDEX、JFT-2M、JET および DIII-D等で観測された。これは、ICRF加熱の問題点の一つであったが、JT-60では $(\pi, 0)$ モードでのICRF加熱実験時に、Hモード遷移に伴って結合抵抗が増加する現象が観測された[4.7]。

図4.5に、プラズマ電流2 MA、中心トロイダル磁場4.5 Tの、典型的なNBI加熱によるHモード遷移時に、 $(\pi, 0)$ モードでICRF加熱を行なった場合の各パラメータの時間変化を示す。図4.5に示した各パラメータは、アンテナ結合抵抗(R_C)、中心部と周辺部の線積分電子密度($\int n_e \cdot dl$)、ダイバータ部の H_α 信号(H_α^{Div})、プラズマ蓄積エネルギー(W^*)、NBI入射電力(P_{NB})、ICRF入射電力(P_{IC})であり、破線で囲まれた期間(6.19 - 6.35 sec)がNBI加熱により遷移したHモードの期間を表す。他のトカマクのHモードと同様にHモードの期間は、電子密度が上昇し、 H_α 信号が急激に減少し、プラズマ蓄積エネルギーが増加しているが、JT-60ではそれと同時にアンテナ結合抵抗が上昇しているのが判かる。この興味深い現象は、物理モデルと結合コードを用いて理論的に説明することができた。

図4.6にHモード遷移前後の電子密度の半径方向分布を示す。電子密度分布は小半径方向に3点の測定データから、セパラトリックス内では2乗分布、セパラトリックス上では中心の $1/10$ の電子密度を仮定してフィッティングにより求めた。スクレープオフ層は厚みを20 mmとし、電子密度のe-folding lengthを30 mmと仮定した。破線は、各トロイダル方向の波数スペクトルのカットオフ密度の空間分布を示している。図4.6を見て分かるとおり、トロイダル方向の波数が 10 m^{-1} 以上のスペクトルにとっては、Hモード遷移によってカットオフ面がアンテナ側に接近するため結合しやすくなり、1

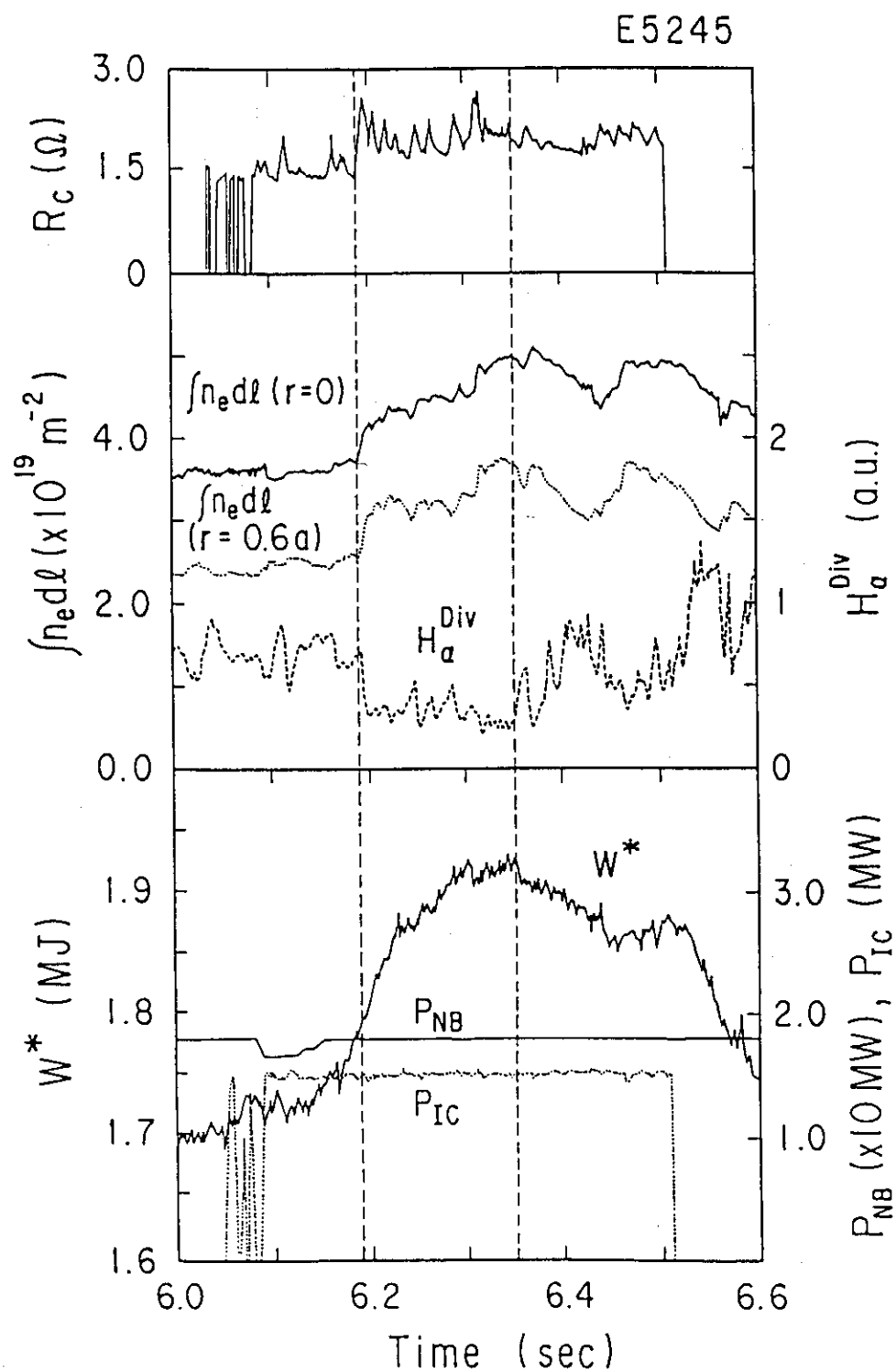


図4.5 Hモード遷移時における $(\pi, 0)$ モードでの結合抵抗とプラズマパラメータの時間変化

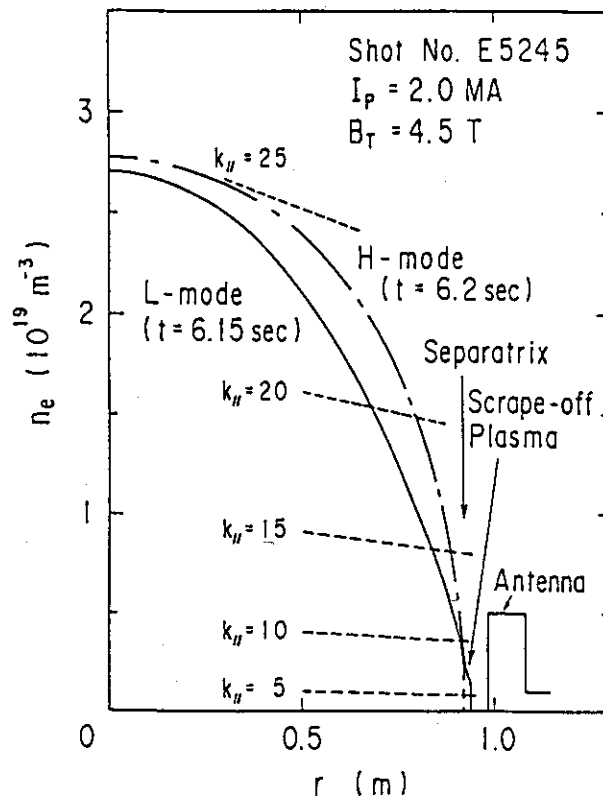


図4.6 Hモード遷移前後の電子密度の半径方向分布

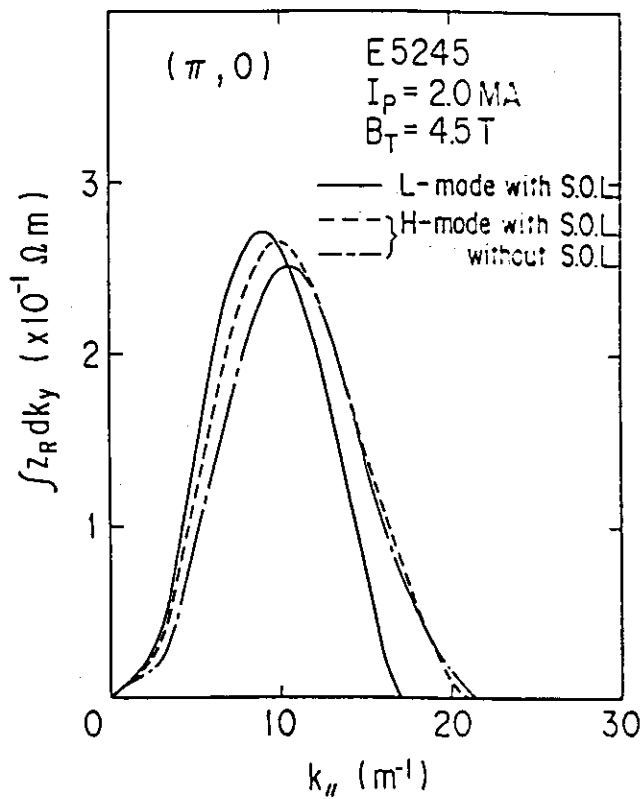


図4.7 Hモード遷移前後の放射トロイダル方向波数スペクトルの変化

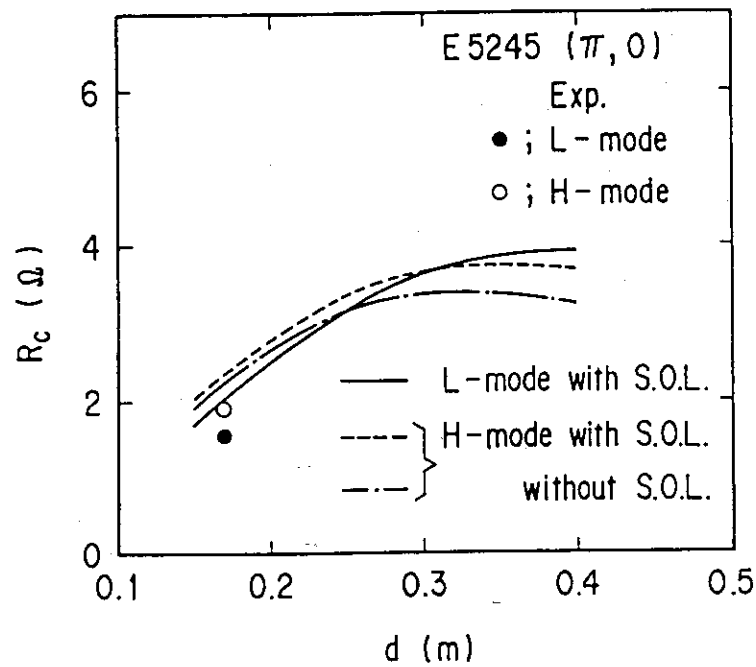


図4.8 Hモード遷移前後の $(\pi, 0)$ モードにおける結合抵抗のアンテナ間隔依存性

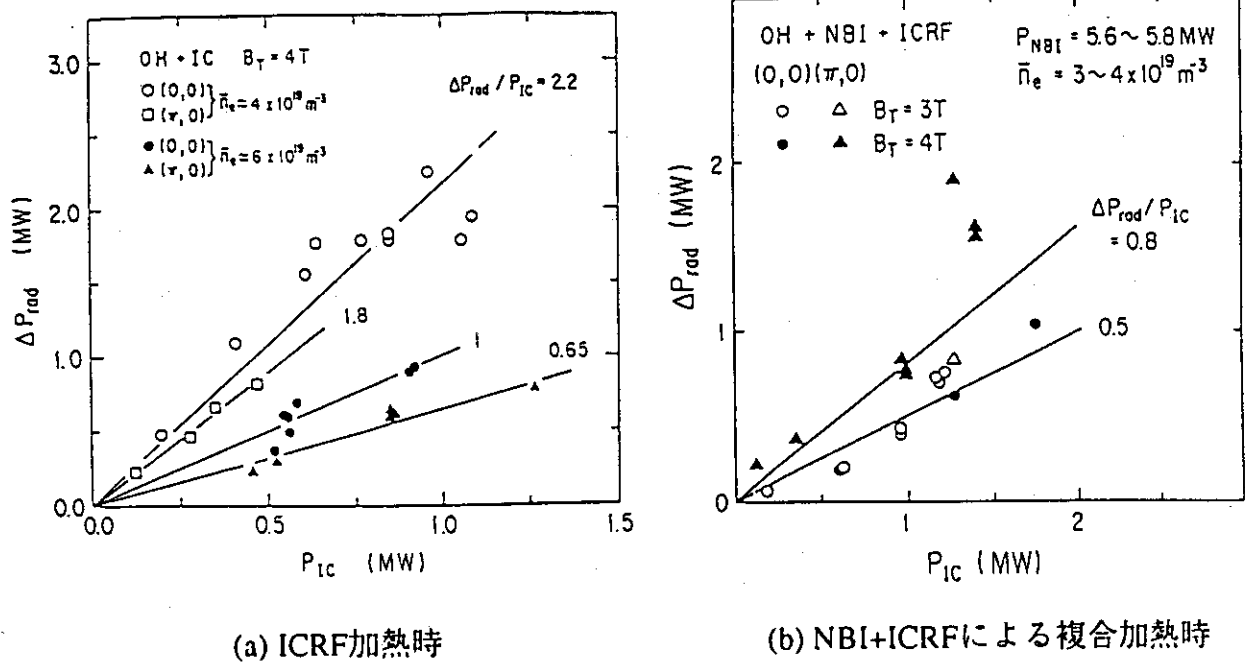


図4.9 カーボン化前のICRF入射電力と放射損失の増加分の関係

0 m^{-1} 以下のスペクトルにとっては、伝搬可能領域の電子密度勾配がより急峻に変わるため、波動インピーダンスの空間的不整合により結合しにくくなることが予測される。

図4.7に $(\pi, 0)$ モードにおけるHモード遷移前後の、アンテナが放射したトロイダル方向波数スペクトルの変化を示す。実線はLモード、破線はHモード、一点鎖線はHモードの密度分布でスクレープオフ層がない場合のスペクトルである。実線と破線を比較すると、密度勾配の増加による波数スペクトルの変化が分かり、 10 m^{-1} 以上のスペクトルが増加し、 10 m^{-1} 以下のスペクトルが減少しているのが分かる。また、破線と一点鎖線の差は、Hモード遷移によってスクレープオフ層の密度が減少する効果を表しており、カットオフ面がスクレープオフ層にある 12 m^{-1} 以下の波数スペクトルは減少するが、カットオフ面がセパラトリックス内にある 12 m^{-1} 以下の波数スペクトルはほとんど影響を受けていない。以上の結果より、JT-60の $(\pi, 0)$ モードの場合、励起しているスペクトルが 10 m^{-1} 以上にピークを持つために、Hモード遷移によって結合抵抗が上昇する現象が観測されたと思われる。図4.8にHモード遷移前後の $(\pi, 0)$ モードにおける結合抵抗のアンテナ間隔依存性を示す。アンテナ間隔 d が広がるに従って、 $(\pi, 0)$ モードの励起スペクトルのピークの $k_{\parallel}$ が低いほうへシフトするために結合抵抗は増加し、ある間隔以上でLモードの方が、Hモードよりも結合抵抗が大きくなる。他のトカマクで、Hモード遷移時に結合抵抗が減少する現象は、この結果により定性的に説明できる。また、JT-60でも $(0, 0)$ モード時にHモード的現象が発生した際には、結合抵抗の減少が観測された。

4. 4 JT-60におけるICRF加熱実験時の放射損失

JT-60では、高原子番号の不純物混入防止を目的として第一壁およびアンテナ先端部のガードリミターにTiCコーティングされたモリブデン板を採用した。また更に、ICRF加熱時の不純物の混入およびマルチバクタ放電の防止を目的として、アンテナ前面、ファラデーシールド表面にもTiCコーティングを行っていた。しかし、軽金属不純物の混入も閉じ込め特性に悪影響を与えることが明らかになったため、1987年5月に第一

壁の主要な部分、ダイバータ板、アンテナ先端部の両側面、上下面に設置したガードリミタを、カーボングラファイトおよびカーボンファイバーコンポジット (CFC) に変更した。また、1988年からは、Hモードのしきい値NBI加熱電力を低減するために、JT-60のダイバータ位置を水平面上の外側から下側に移動したため、アンテナとプラズマ間の距離が20～30 cm程度となり、ダイバータ配位でのICRF加熱実験を諦め、アンテナとプラズマの距離を数cmにできるリミター配位でのみICRF加熱実験を行なうことになった。

図4.9 (a) に第一壁のカーボン化前のICRF入射電力と放射損失の増加分の関係を示す。加熱に伴う放射損失の増加分はICRF入射電力に比例して増加し、(0, 0)モードの方が(π , 0)モードよりもやや放射損失の増加分が大きかった。また、どちらのモードでも低密度の方が高密度よりも放射損失の増加分が大きく、(0, 0)モードで平均電子密度が約 $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ では、放射電力の増加率 (= 放射損失の増加分 / ICRF入射電力) が220%程度にもなり、有効な加熱実験は行なえなかった。図4.9 (b) にはNBIとICRFによる複合加熱時の放射損失の増加分とICRF入射電力の関係を示す。NBIとの複合加熱時には、速波の吸収が改善されるため全体的に放射電力の増加率が減少した。更に、ICRF単独加熱とは異なり、放射損失の増加率は(0, 0)モードの方が(π , 0)モードよりも小さくなった。これらの実験結果は、放射損失の増加つまり不純物混入の原因が少なくとも2つはあることを示している。そのうちの1つは、固有モードの振幅が大きい低密度で放射損失が増加すること、吸収の弱い低 $k_{\parallel}$ スペクトルを放射する(0, 0)モードの方が(π , 0)モードよりも放射損失の増加が大きいこと、高エネルギーイオンによりイオンサイクロトロン共鳴の第2高調波の吸収が強くなるNBIとの複合加熱時に、放射損失の増加率が著しく減少すること等により、速波の吸収が弱いときに不純物の混入が大きくなると考えられる。もう1つはアンテナ近傍のリアクティブな電磁界が大きく、アンテナ近傍でのイオンスパッタリングが顕著であったと考えられる。近年、ICRF加熱時の不純物発生 of 有力なメカニズムの一つとして、ファラデーシールドと磁力線が角度を持つ場合に生ずるRFシースによって作られる電界に

よるイオンスパッタが不純物発生の機構であるという学説が提唱され、実験結果との比較が行われ、現在では不純物発生機構の一つと考えられている。[4.8]

カーボン化後のICRF入射電力に対する放射電力は、低密度でも、位相モードに対しても大きな依存性はなく著しく減少し、放射損失の増加率は30%程度に減少した。その結果、3MWの大電力入射が可能となった。(カーボン化以前は、小電力でも加熱に伴う放射損失の増加によりプラズマの電流分布が変化し、不安定性によりプラズマが消滅(Major Disruption)していた。)この放射損失の著しい減少は、分光測定からプラズマ中のチタン(Ti)イオンの低減によることが明らかになり、アンテナ近傍及び第一壁のカーボン化が有効であることがわかった。但し、プラズマ電流が小さい場合(～1MA)には、パラメトリック不安定性によって発生するIBWの強度と相関のある放射損失の異常な増加が観測された。

4.5 JT-60 ICRF加熱特性

JT-60Uの加熱実験は、120MHzおよび131MHzの2つの周波数について、軽水素イオンの第2高調波イオンサイクロトロン共鳴加熱実験、少数イオンの第2高調波および第3高調波共鳴加熱実験、ICRFとNBIとの複合加熱実験等を行なった。

4.5.1 軽水素イオンの第2高調波共鳴加熱実験

ICRF加熱時にはプラズマの密度上昇を伴うことが多く、特に同相モードでは逆相モードに比べ、吸収が弱く、真空容器中に空洞共鳴現象を引き起こすと同時に第一壁近傍からのガス放出による電子密度の上昇が顕著に観測された。従って、加熱効率を、加熱入力に対するプラズマ中の蓄積エネルギーの増加(τ_E^{inc})で評価する場合、密度の上昇による蓄積エネルギーの上昇分(W)を差し引いて評価を行なう必要があり、以下の様に τ_E^{inc} を定義した。

$$\tau_E^{\text{inc}} \equiv \{ \Delta W - \Delta W \cdot (\Delta \bar{n}_e) \} / P_{\text{IC}} + I_p \Delta V$$

ここで、 $I_p \Delta V$ は、温度上昇に伴うワンターン電圧の減少によるジュール加熱の変化を表す。その結果、逆相モードの方が同相モードよりも加熱効率は良好であり、逆相で $\tau_E^{\text{inc}} = 60 \sim 90 \text{ msec}$ 、同相では $\tau_E^{\text{inc}} = 30 \sim 60 \text{ msec}$ 程度であった。

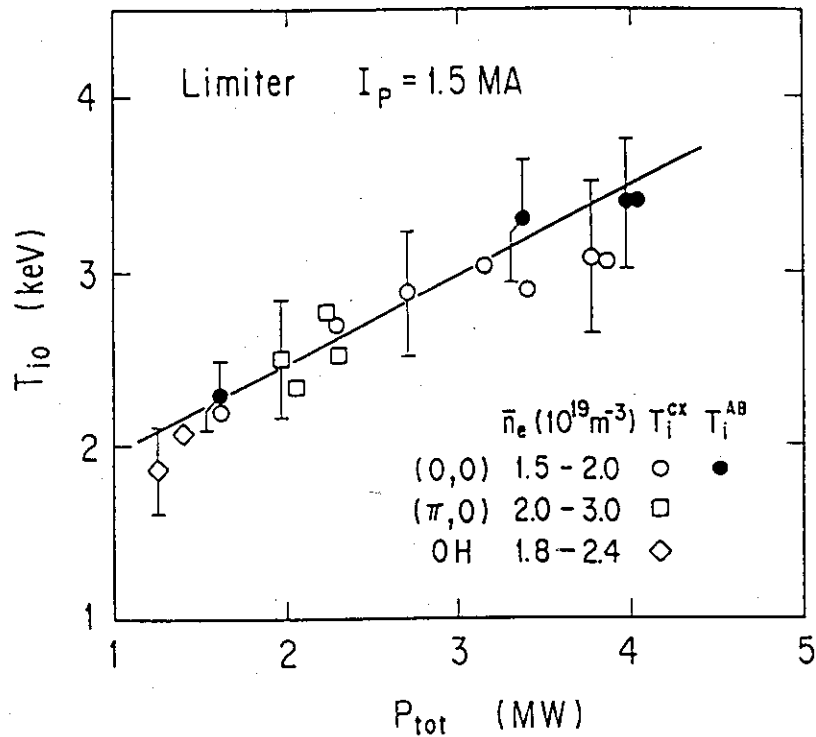
図 4.10 に軽水素の第 2 高調波加熱時の (a) イオン温度と (b) 電子温度の加熱電力依存性を示す。逆相モードは、同相モードに比べ結合抵抗が小さく、特に低密度のプラズマでは結合特性が小さいため、低密度では加熱実験が困難であった。また、同相モードは加熱効率が低いため、低密度の方が加熱の効果がはっきりするため、図 4.10 のグラフでは、同相モードは低密度で、逆相モードは高密度での実験結果をプロットする結果となった。

一般に、イオン加熱効率は $\eta_i \equiv \bar{n}_e \cdot \Delta T_i(0) \cdot R / P_{\text{IC}}$ で定義され、逆相モードで $\eta_i = 3.8 \times 10^{19} \text{ keV} \cdot \text{m}^{-2} / \text{MW}$ 、同相モードで $\eta_i = 2.6 \times 10^{19} \text{ keV} \cdot \text{m}^{-2} / \text{MW}$ を得た。

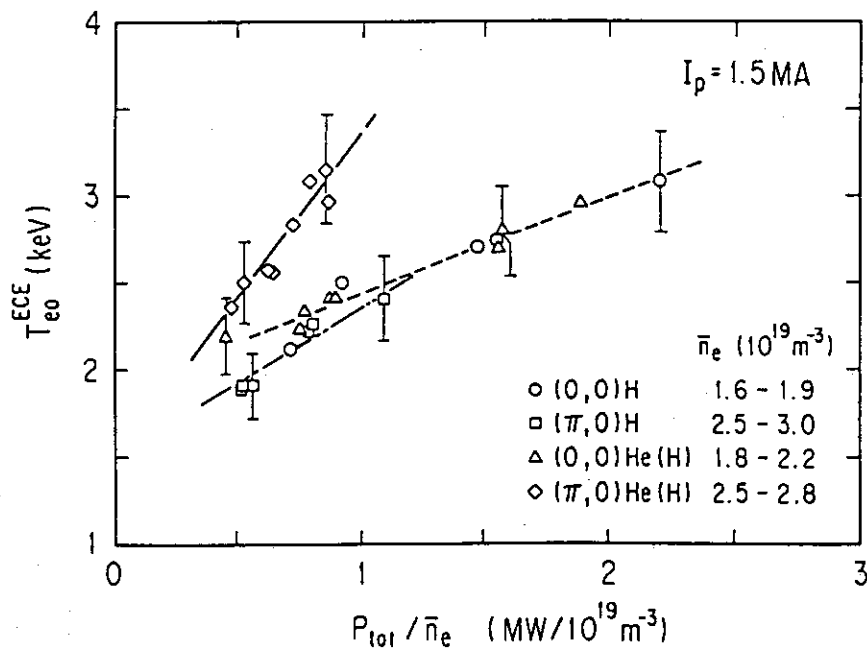
一方、電子加熱効率は、 $\eta_e \equiv \bar{n}_e \cdot \Delta T_e(0) \cdot R / P_{\text{IC}}$ で定義され、逆相モードで $\eta_e = 2.7 \times 10^{19} \text{ keV} \cdot \text{m}^{-2} / \text{MW}$ 、同相モードで $\eta_e = 1.8 \times 10^{19} \text{ keV} \cdot \text{m}^{-2} / \text{MW}$ を得た。また、プラズマ加熱効率を $\eta_p \equiv \bar{n}_e (\Delta T_e(0) + \Delta T_i(0)) \cdot R / P_{\text{IC}}$ と定義すると、逆相モードで $\eta_p = 6.5 \times 10^{19} \text{ keV} \cdot \text{m}^{-2} / \text{MW}$ 、同相モードで $\eta_p = 4.4 \times 10^{19} \text{ keV} \cdot \text{m}^{-2} / \text{MW}$ となり、他のトカマク装置の ICRF 加熱実験で得られた効率 ($\eta_p = 4 \sim 7 \times 10^{19} \text{ keV} \cdot \text{m}^{-2} / \text{MW}$) と同程度であった。

4.5.2 NBIとの複合加熱によるビーム加速実験

軽水素の第 2 高調波による ICRF 加熱と軽水素ビーム入射の複合加熱実験において、低電子密度の放電に限り、プラズマの蓄積エネルギーが高効率で上昇する現象が観測された。この現象は、NBIによる高速イオンに速波が効率良く吸収され、その高速のテイルイオンの閉じ込めが、Slowing down time ($\propto T_e^{1.5} / n_e$) よりも良好だったため、高速イオンの Slowing down time に比例して低密度ほどプラズマの蓄積エネルギーが高効率で上昇したと考えられる。本実験では、このテイルイオン温度を NBI のビームラインとプラズ



(a) イオン温度の加熱電力依存性



(b) 電子温度の加熱電力依存性

図 4.10 第 2 高調波加熱時の加熱電力依存性

マ中心部で視野が交差する荷電交換中性粒子エネルギー分析器によって計測し、種々のパラメータ依存性（電子密度、NBI入射電力、ICRF入射電力、アンテナの位相差）を調べた。

図4.11に、典型的なICRFとNBIの複合加熱時の放電波形を示す。実線は、ビーム加速が顕著な放電波形（ショット番号E5764）を、点線は、比較のために異なる入射タイミングの放電波形（ショット番号E5795）を表している。図4.11(a)には、反磁性ループによるプラズマ蓄積エネルギー（ W^* ）、線平均電子密度（ $\bar{n}_e$ ）、NBIとICRFの各入射電力を表し、図4.11(b)には、電子サイクロトロン放射（ECE）測定による電子温度（中心部及び $r \sim 0.4$ m付近の値）を表し、図4.11(c)には、プラズマ中心部からの荷電交換中性粒子束（6.8と10.3 keV）を表す。図4.11(c)に示す様に、NBIによる入射エネルギー（70 keV）よりも高いエネルギー領域ではICRF加熱により高速イオンの数が顕著に増加し、入射エネルギーより低い領域では変化は小さい。このことはICRFによりビーム加速が起こっていることを示している。E5764の放電において、プラズマ蓄積エネルギーは、1.4 MWのICRF入射電力によって0.3 MJも増加しており、この時の τ_E^{inc} は210 msに達している。

図4.12に、NBI単独加熱時とICRFとNBIの複合加熱時のプラズマ中心部からの荷電交換中性粒子束のエネルギースペクトルを比較して示す。NBI入射により70 keV付近にピークを持つ高速イオンのエネルギースペクトルは、ICRF加熱によって150 keV以上にまで加速されている。この実験結果が、Fokker-Planckコードによる計算結果（図4.12に破線で表す）と一致するようにICRF吸収電力密度を推定すると、約0.34 MW/m³となった。この電力密度から逆に速波が吸収された中心付近の体積及び、小半径を求めると約4.2 m³および0.27 mと推定することができた。

4.5.3 第2高調波共鳴を用いた少数イオン加熱実験

少数イオンの第2高調波共鳴によるICRF加熱実験では、加熱効率が共鳴するイオンの成分比に極端には依存しないため、JT-60では、ヘリウム90%と軽水素10%の混合

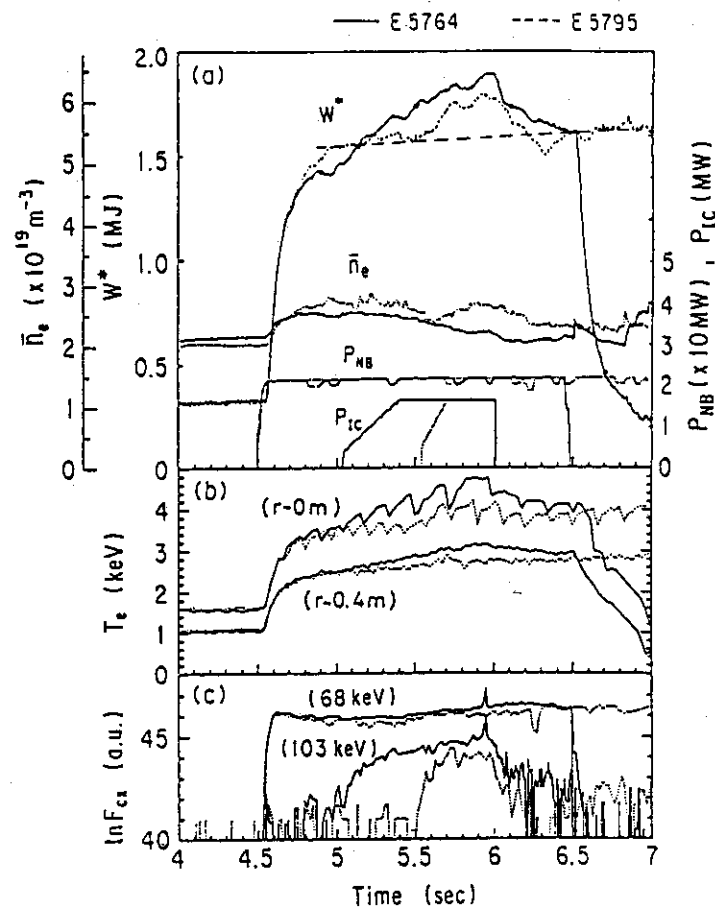


図 4.1.1 典型的な第 2 高調波による ICRF と NBI の複合加熱時の放電

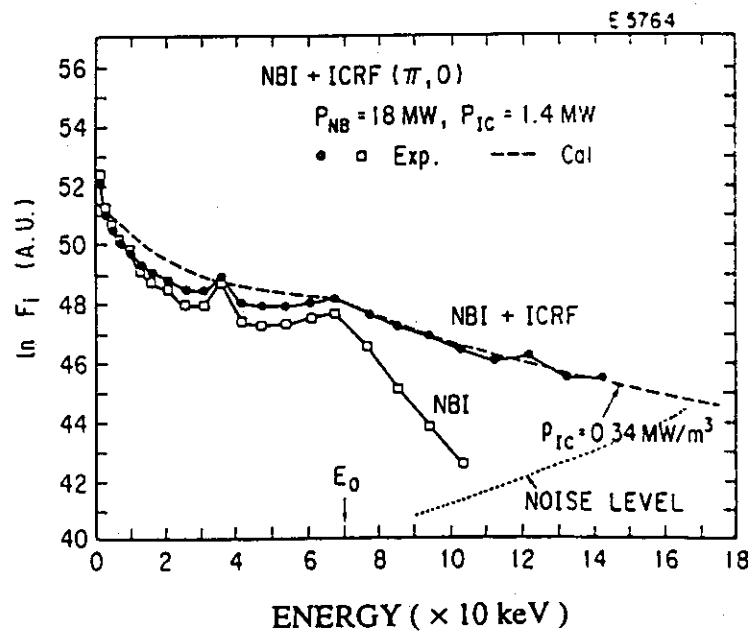


図 4.1.2 荷電交換中性粒子束のエネルギースペクトル、
□: NBI 加熱、●: ICRF + NBI 加熱

ガス（分子数比）を用いて、水素原子の電子数に対する割合が10%程度のプラズマで加熱実験を行った。実験に用いた周波数は131 MHzであり、ターゲットプラズマのパラメータは、中心トロイダル磁場 ($B_t(0)$) = 4.3 T、プラズマ電流 (I_p) = 1 ~ 2.8 MAで、線平均電子密度は、多数イオンの第2高調波加熱に比べて比較的広い範囲 ($\bar{n}_e = 1.8 \sim 6.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) に渡って良好な加熱結果が得られた。図4.13に典型的な第2高調波による少数イオンICRF加熱の放電波形を示す。位相は (π , 0) モードで、ICRFの入射電力は2.1 MW、ターゲットプラズマの平均電子密度は $\bar{n}_e \sim 5.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ と高密度であるにもかかわらず、中心の電子温度 (T_{e0}^{ECE}) は、約1 keV上昇し、プラズマ蓄積エネルギー (W^{DIA}) の増加分は、260 kJに達している。これから求まる τ_E^{inc} は110 msとなり、多数イオンの第2高調波加熱の値 (60 ~ 90 ms) よりかなり高い。また、電子加熱効率も $7.5 \times 10^{19} \text{ keV} \cdot \text{m}^{-2} / \text{MW}$ に達し、鋸歯状振動の周期は約250 msとICRF加熱以前の数倍になった。この、鋸歯状振動の周期が延びる現象は、JETにて少数イオンの基本波のICRF加熱実験中に初めて観測され、その後の研究でICRF加熱により生成される捕捉高速イオンの効果によるものであることが判っている。JT-60ではICRFの入射電力が2 MW以上でこの現象が観測され、最長の鋸歯状振動の周期は300 ms程度に達した。この第2高調波加熱による鋸歯状振動の安定化現象は、後にJT-60Uの実験にて更に詳しく研究され、基本波のICRF加熱を用いたJET等の他のトカマクよりも単位粒子数当たり少ない電力で安定化できることが明らかになった。詳細は第6章で述べる。

4.5.4 第3高調波共鳴加熱実験

アンテナの結合抵抗は一般に周波数が高いほど大きく設計することが容易である。また、機械、熱設計が困難なファラデーシールドの必要ない導波管型アンテナを採用するには高い周波数が必要になる。しかし、トカマクの磁場によってイオンサイクロトロン周波数は決まっているため、周波数は自由には選択できず、その整数倍でのみ意味を有するが、速波の高速イオンによる吸収は基本共鳴が最も強く、高次共鳴ほど吸収が弱く

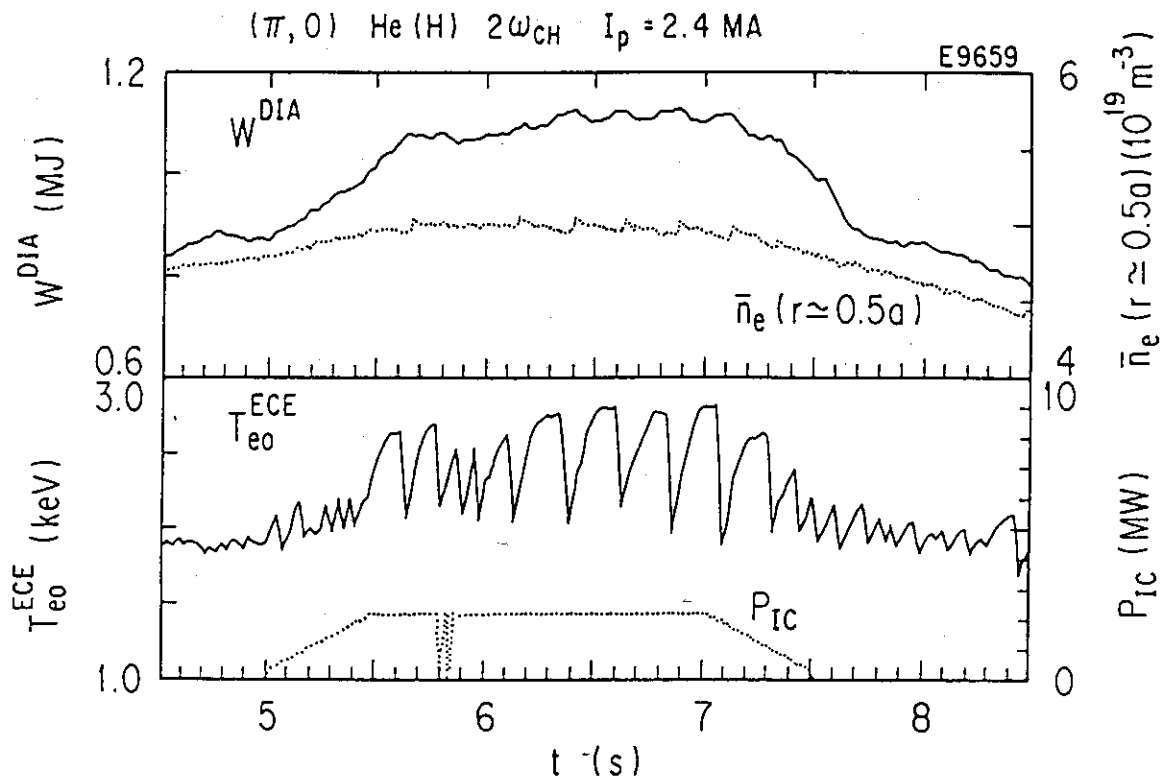


図 4.1.3 典型的な少数イオンの第2高調波によるICRF加熱の放電

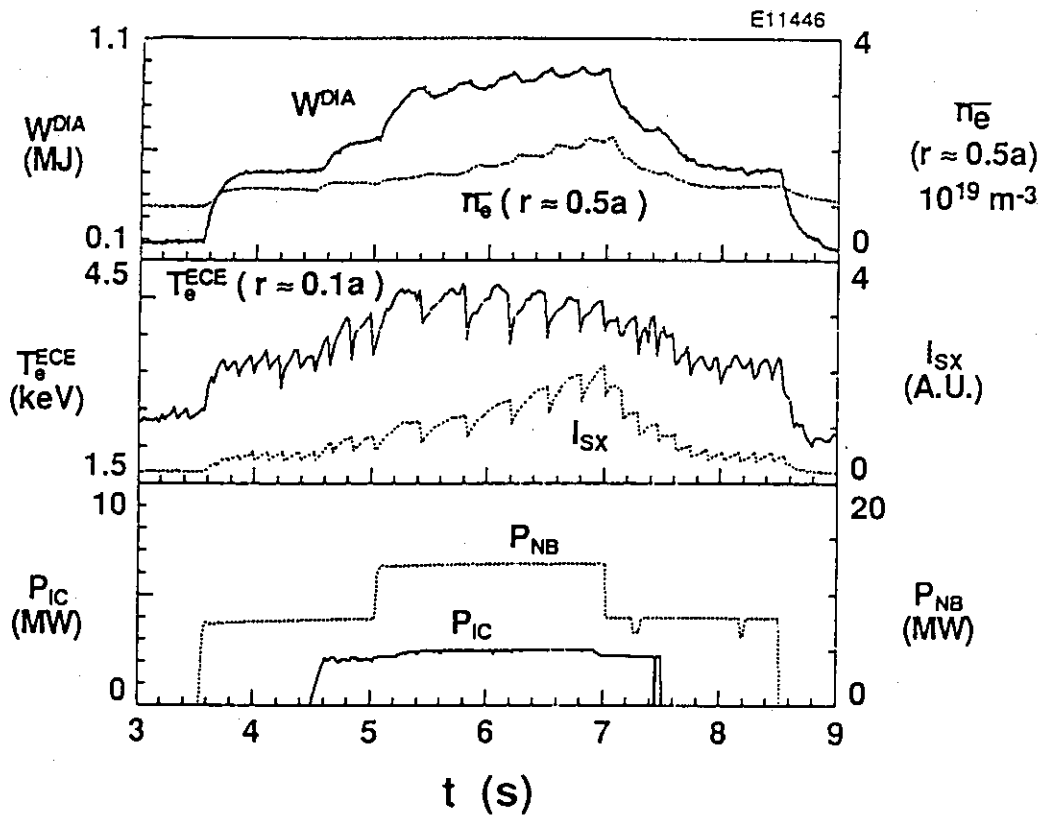


図 4.1.4 典型的な少数イオンの第3高調波によるICRF加熱の放電

なる。そこでJT-60では、吸収を強くするためにNBIとの複合加熱を用いて第3高調波加熱の有効性の実証を行った。実験に用いたプラズマパラメータは、 $B_t = 3\text{ T}$, $I_p = 0.7\text{ MA} \sim 1.4\text{ MA}$, $q_{\text{eff}} = 3.2 \sim 7$, $\bar{n}_e = 1.7 \sim 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ であり、ヘリウムと軽水素の混合ガスに軽水素ビームを2～18 MW入射したため、最終的な水素イオンの存在比は60%に達する場合もあった。

図4.14に典型的な第3高調波共鳴加熱実験の放電を示す。プラズマの蓄積エネルギーは加熱入力の変化に応じて段階的に増加している。ICRFとNBIを組み合わせたときに中心部の電子温度が顕著に上昇し、巨大鋸歯状振動 (Giant Sawtooth Oscillation) が発生する。その最大周期は、エネルギー閉じ込め時間 (73 ms) の約6倍に相当する410 msに達した。また、第2高調波加熱の場合と同様に顕著なビーム加速が観測された。

図4.15に第3高調波共鳴加熱によるプラズマ蓄積エネルギーと吸収電力の関係を示す。吸収電力は、プラズマの電気抵抗によるオーミック加熱、NBI加熱、第3高調波共鳴を用いたICRFとNBIの複合加熱のそれぞれの総和入力とし、3種の加熱方法を用いて、ヘリウムプラズマ、軽水素プラズマの2種類のプラズマを加熱するデータをプロットした。なお、NBI加熱は常に軽水素原子の入射を行った。ICRF入射電力とNBI入射電力の比の範囲は、0.1～0.7であり、ICRF入射電力の最大値は2.3 MWである。複合加熱がNBI加熱よりも良い加熱特性を示すのは、ヘリウムプラズマで吸収電力が8 MW以上の領域であり、NBI加熱のみでは閉じ込めの劣化が観測されるが、複合加熱では顕著な劣化が起きていない。この閉じ込めの良い領域では、複合加熱により巨大鋸歯状振動が発生する。図4.16に示す様に、複合加熱時の鋸歯状振動の周期は一定のICRF入射電力に対し、電子密度で規格化されたNBI加熱電力 ($P_{\text{NB}}/\bar{n}_e$) にほぼ比例して増加するが、NBI加熱単独では100 ms程度で飽和する。NBI加熱と複合加熱の閉じ込め特性の違いは、この鋸歯状振動安定化の現象によるものと考えられる。

また、ヘリウムプラズマの場合、第3高調波共鳴加熱が軽水素の少数イオン加熱になるため、第2高調波の場合と同様に水素プラズマよりも加熱効率が良くなった。

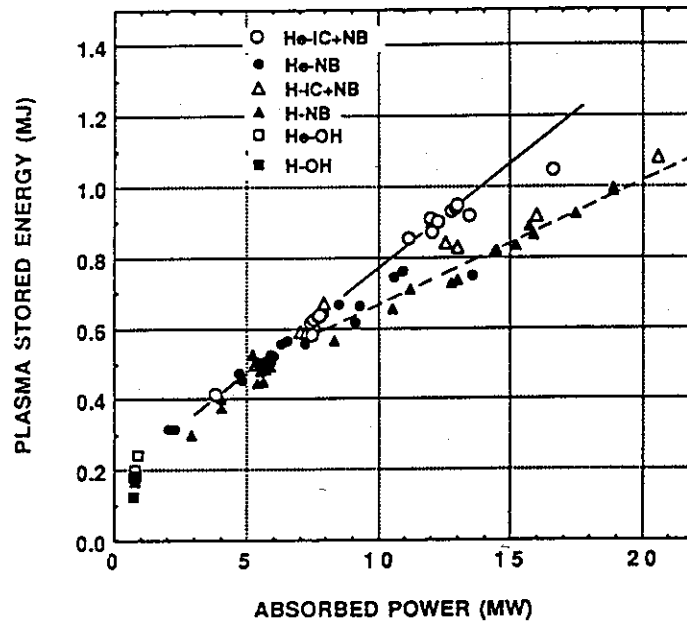


図 4.15 少数イオンの第3高調波共鳴加熱時のプラズマ蓄積エネルギーと吸収電力の関係

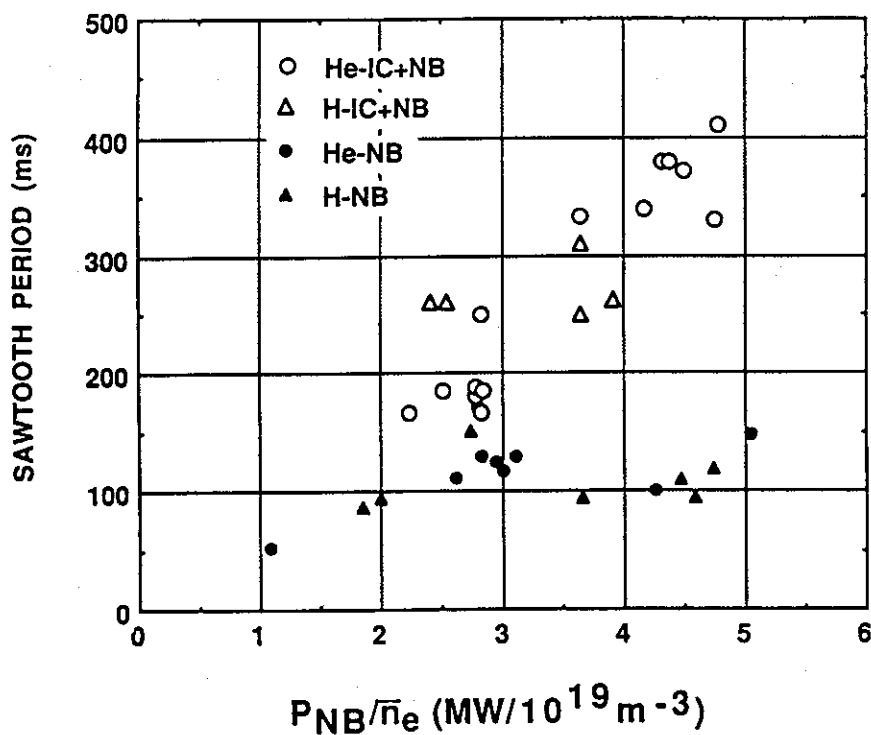


図 4.16 少数イオンの第3高調波共鳴加熱時の鋸歯状振動の周期 (sawtooth period) と電子密度で規格化されたNBI加熱電力の関係

4.5.5 ICRF加熱時のエネルギー閉じ込め特性

ICRFの加熱効率を評価する際に、加熱入力に対するプラズマ中の蓄積エネルギーの増加を表す増加エネルギー閉じ込め時間 (τ_E^{inc}) を用いることにする。まず、プラズマ電流が1.5 MAの時のICRF単独加熱時の τ_E^{inc} の密度依存性を図4.17に示す。ヘリウムプラズマでの $(\pi, 0)$ モードの少数イオン加熱の τ_E^{inc} が最も高く、密度依存性もほとんど無い。最も低い τ_E^{inc} は、水素プラズマ中の第2高調波共鳴加熱の $(0, 0)$ モードの場合で、この場合のみ密度依存性が確認され τ_E^{inc} は密度の上昇と共に減少し、 $\bar{n}_e = 3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 以上では加熱されない場合もあった。全体的にいえることは、同じ条件であれば $(\pi, 0)$ モードの方が $(0, 0)$ モードよりも τ_E^{inc} が高く、ヘリウムプラズマ中の少数イオン加熱の方が水素プラズマよりも τ_E^{inc} が高く、リミター放電とダイバータ放電の差ははっきりしない。

図4.18にICRF単独加熱による τ_E^{inc} のプラズマ電流依存性を示す。プラズマ電流の増加は補足高速イオンのバナナ幅を縮小し軌道損失を減少させるため、閉じ込め可能な高速イオンのエネルギーの上限を増加させる。 $(\pi, 0)$ モードの少数イオンの第2高調波加熱では、プラズマ電流が1 MAから1.5 MAに増加したとき τ_E^{inc} は約65 msから110 msまで増加したが、それ以上のプラズマ電流では飽和しほぼ一定であった。一方、

$(0, 0)$ モードの第2高調波加熱では τ_E^{inc} はプラズマ電流と共に増大した。これは、 $(0, 0)$ モードの速波が $(\pi, 0)$ よりも高速のイオンによって吸収されていることを意味し、励起する波数スペクトルから考えても理論と矛盾しない。

次に、図4.19に最も加熱効率の高かった少数イオンの第2高調波加熱を用いた実験でのエネルギー閉じ込め時間 ($\tau_E^* \equiv W^{\text{DIA}} / P_{\text{tot}}$ 、 W^{DIA} : 反磁性ループによるプラズマ蓄積エネルギー) と吸収電力 (P_{tot}) の関係を示す。 τ_E^* は、ほぼ $P_{\text{tot}}^{-0.6}$ で吸収電力の増加に伴って減少し、典型的なLモード特性を示した。図中の実線はLモード比例則として有名な下村-小田島則を、点線はGoldston則を示しているが、実験結果はほぼ下村-小田島則に一致し、Goldston則の1.3倍であった。

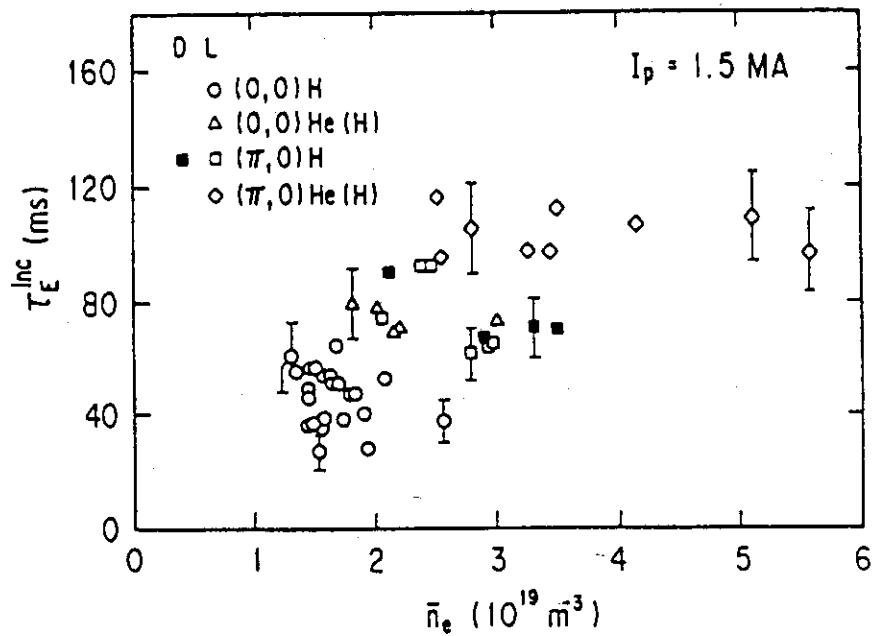


図 4.17 ICRF単独加熱による τ_E^{inc} の密度依存性

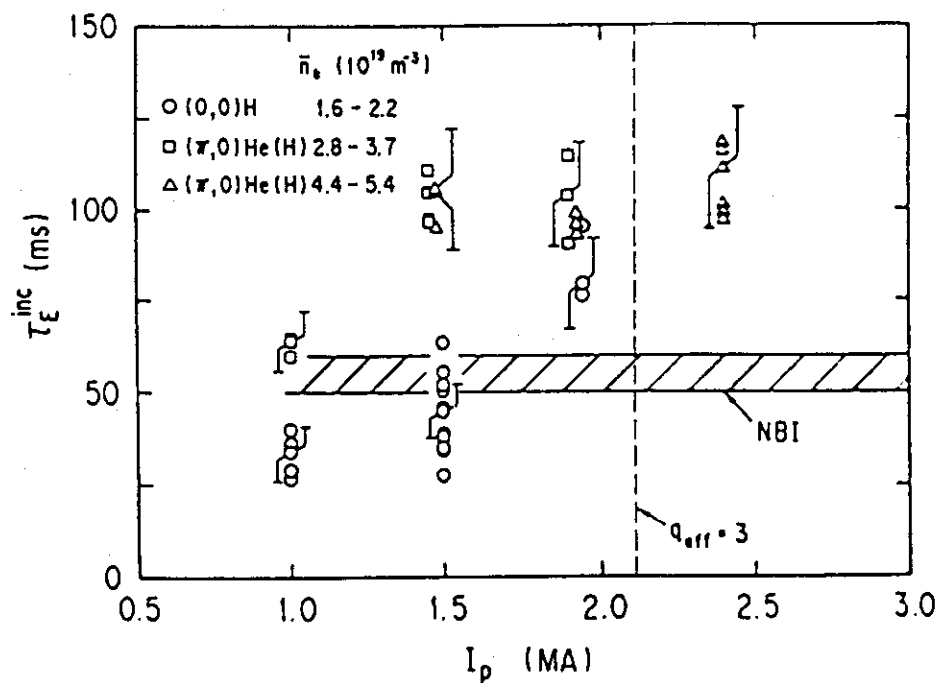


図 4.18 ICRF単独加熱による τ_E^{inc} の I_p 依存性

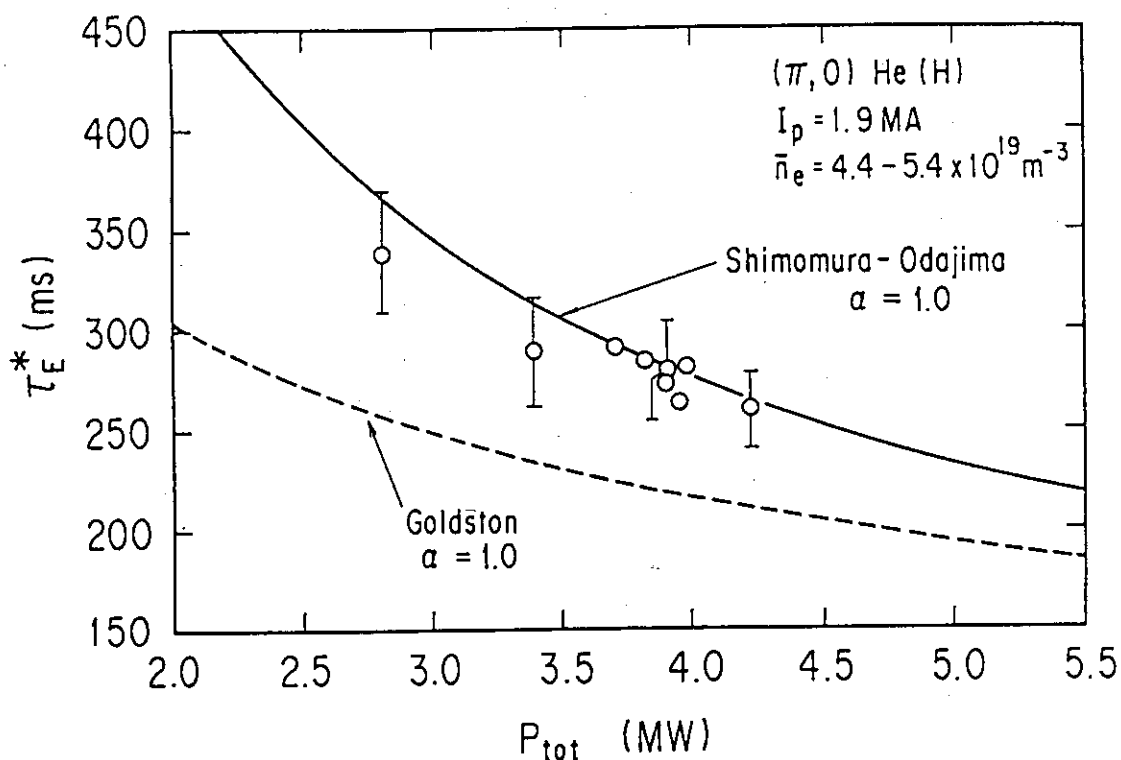


図4.19 少数イオンの第2高調波加熱実験でのエネルギー閉じ込め時間と吸収電力の関係

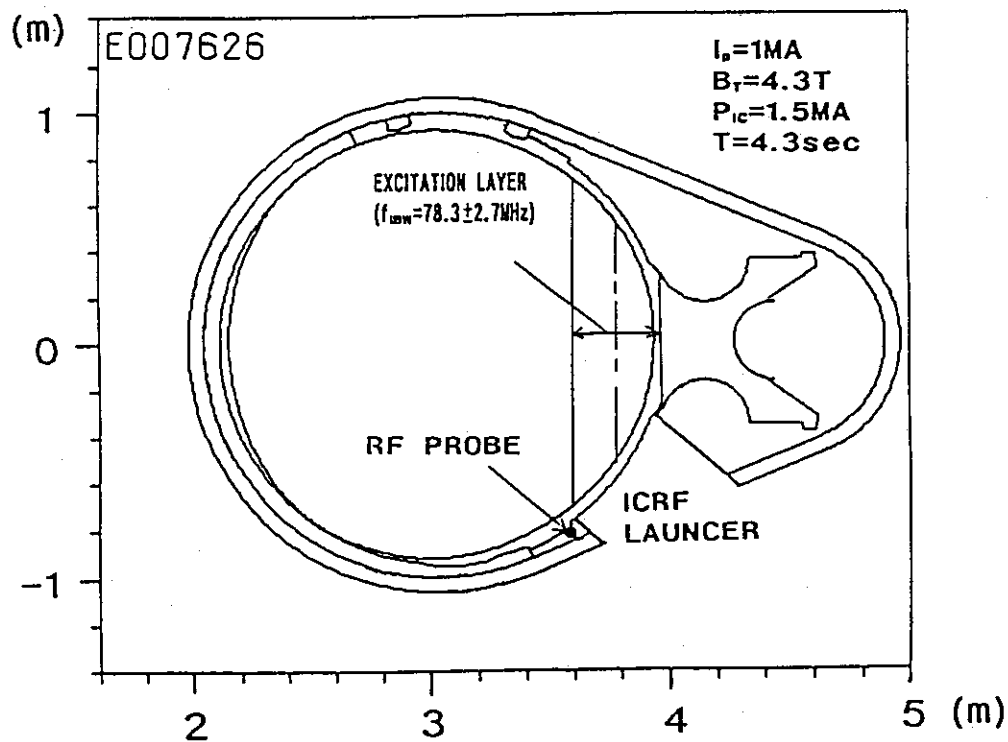


図4.20 ポロイダル断面上のICRFアンテナおよびプローブ位置

4. 6 ICRF加熱時のパラメトリック不安定性

JT-60でのICRF加熱時に、プラズマ周辺でパラメトリック不安定性による波の崩壊現象が観測された[4.9、4.10]。この現象は、TFR、TEXTOR、ASDEXなど他のトカマクでも観測された現象と同様に、速波がイオンバーンシュタイン波 (Ion Bernstein Wave (IBW)) とイオンサイクロトロン準モード (Ion cyclotron Quasi-Mode (IQM)) 又は、IBWと電子サイクロトロン準モード (Electron cyclotron Quasi-Mode (EQM)) に崩壊する現象であるが、JT-60ではアンテナ位相モードに関しての依存性が見られ、(0、0)モードでは崩壊により発生したIBWの信号が強く、(π 、0)モードでは弱かった。また、プラズマ電流が1 MAと小さい場合には、異常に大きい放射損失の増加が観測され、その際、放射損失の増加分とIBWの強度に強い相関が観測された。

JT-60ではRF加熱に伴うアンテナ近傍での速波のパラメトリック崩壊の測定を行うために、トロイダル方向に140度離れた2箇所(下側斜めポートに設置したICRFアンテナの先端下部中心とLHRFアンテナの先端下部中心)に、特性インピーダンスが50 Ω の同軸型プローブを設置し、スペクトラムアナライザにより周波数スペクトルおよび特定の周波数の信号強度の時間変化について測定を行った。図4.20にトロイダル断面上のICRFアンテナおよびプローブ位置を示す。

パラメトリック不安定性による波の崩壊は、以下の規則に従う。

$$f_0 = f_1 + f_2, \quad k_0 = k_1 + k_2$$

ここで、(f_0 、 k_0)はPUMP波である速波の周波数と波数ベクトルを表し、(f_1 、 k_1)はIQMまたはEQMの周波数および波数ベクトルを、(f_2 、 k_2)はIBWの周波数および波数ベクトルを表している。

図4.21にICRFアンテナの先端付近のプローブで計測されたICRF加熱中の典型的な高周波スペクトルを示す。131 MHzのPUMP波(f_0)はプラズマ中心の2倍のイオンサイクロトロン共鳴周波数に相当し、 f_1 、 f_1' はIQM、 f_2 、 f_2' はIQMと共にパラメトリック崩壊によって発生したIBWと考えられる。 f_2 および f_2' の信号は比較的定常的に観測

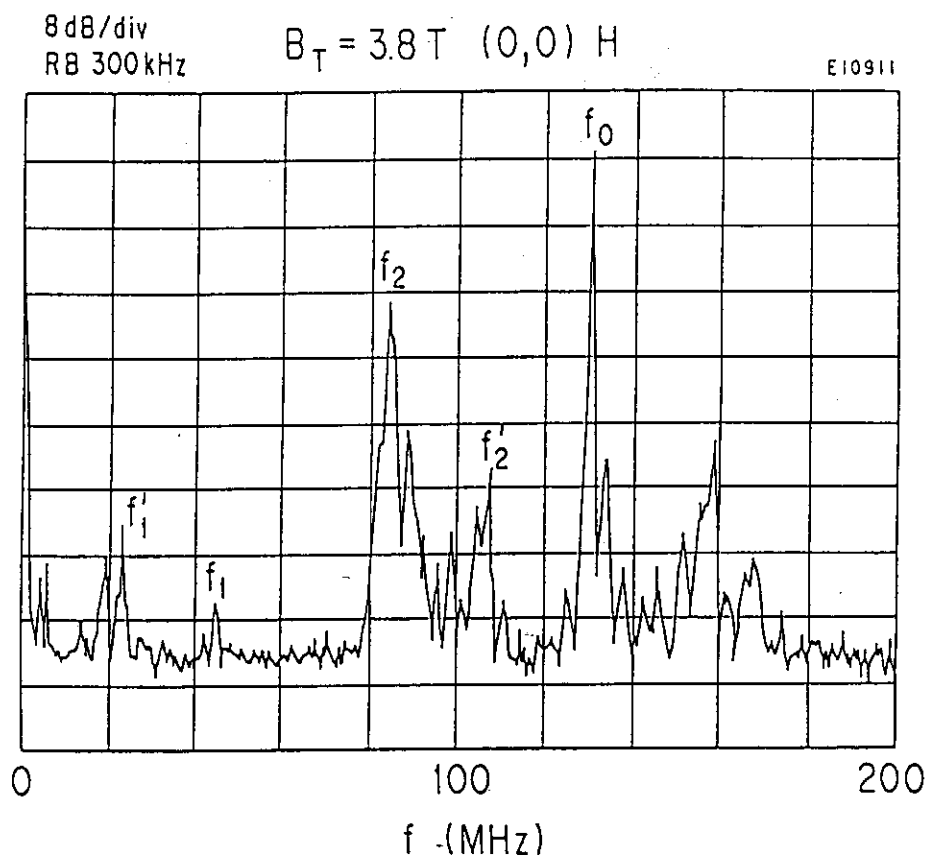
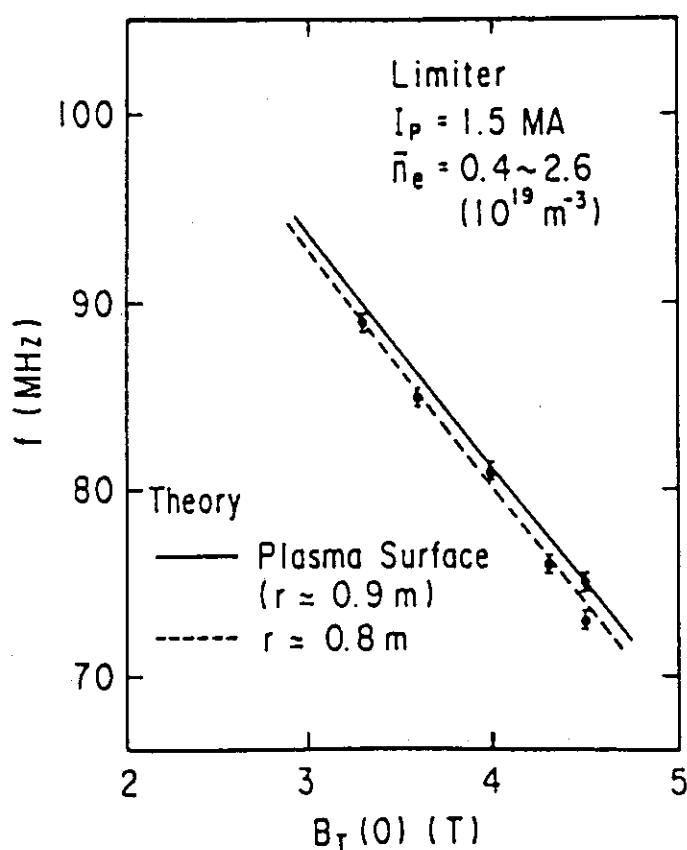


図 4.2 1 ICRF加熱中の典型的な高周波スペクトル

図 4.2 2 パラメトリック崩壊によって発生した f_2 の周波数の磁場依存性

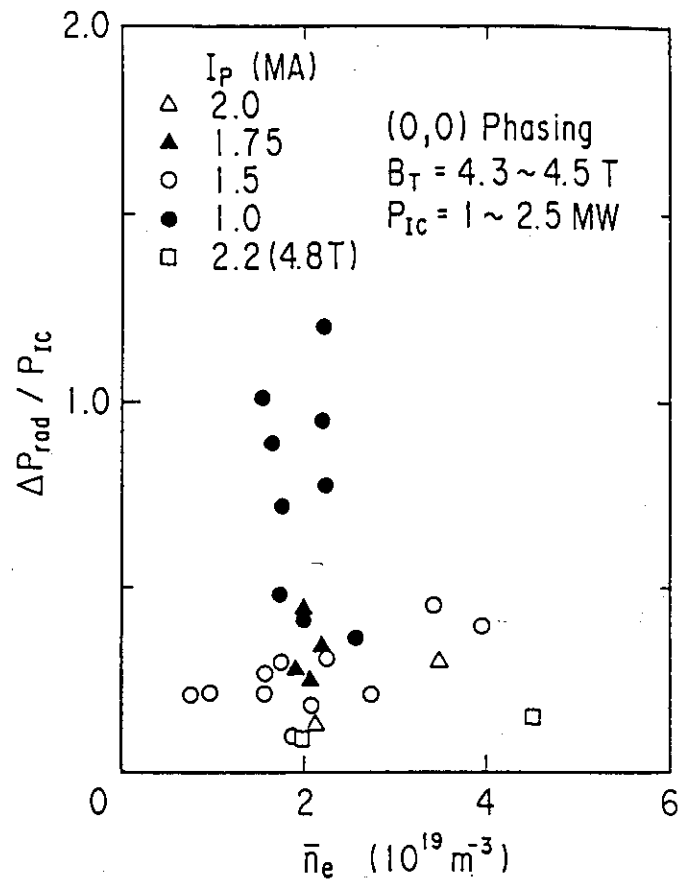
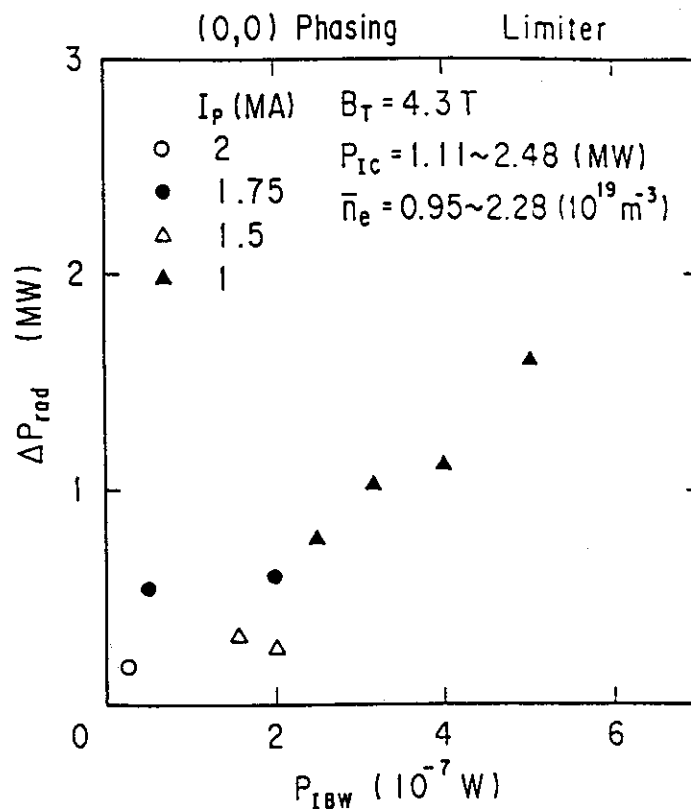


図4.2.3 放射損失の増加率の平均電子密度依存性

図4.2.4 放射損失の増加分とIBW(f_2)の信号強度の関係

され、さまざまな磁場強度の実験でも測定が可能であった。これに反し、 f_1 および f_1' の信号は不安定で、ノイズレベルと区別ができない場合もあった。これはこれらのモードが伝搬できないモードであり、かつプローブ先端がプラズマ外の真空中で観測していたためと考えられる。

図4.2.2に f_2 の周波数の磁場依存性を示す。IQMである f_1 の周波数は、アンテナ前面の位置でのイオンサイクロトロン周波数 ($f_1 = eB/2\pi m_i$) に相当するため、磁場の変化に比例してその周波数が変わる。それに従って常時観測可能な f_2 の周波数も変化するため、図4.2.2の磁場依存性より、速波がアンテナ前面でパラメトリック崩壊によりIQMとIBWを励起する際のIBWが f_2 であることが同定できた。

図4.2.3に放射損失の増加率の平均電子密度依存性を示す。プラズマ電流が1 MA以下の条件では放射損失の増加率は密度と共に増加しているが、1 MAの時のみ放射損失の増加が大きくなっているのが判る。この異常に大きい放射損失とパラメトリック崩壊によって発生するIBWの信号強度との相関を図4.2.4に示す。両者の間にはほぼ比例関係があり、特定の条件ではパラメトリック不安定性が周辺部での不純物の混入に関係があることが判った。

4.7 まとめ

JT-60において 2×2 位相制御型アンテナアレイを用いてICRF高次共鳴加熱実験を行った。同じプラズマでの結合抵抗は $(0, 0)$ モードの方が $(\pi, 0)$ モードよりも高い値を示した。また、Hモード発生時の結合抵抗の変化はトロイダル方向波数に依存しており、Hモード遷移時に $(0, 0)$ モードでは結合抵抗が減少するが、 $(\pi, 0)$ モードでは増加することが明かとなった。

加熱時の放射損失の増加率は、第一壁やアンテナガードリミタにTiCコーティングをされたモリブデン板を用いた場合には非常に大きく、電子密度やアンテナ電流の位相差にも依存し、低密度の $(0, 0)$ モードでは220%に達する場合もあったが、吸収の

良い高密度プラズマや、NBIとの複合加熱時は改善された。また、第一壁やアンテナガードリミタをカーボン化した後は位相差によらず30%程度の値となった。

加熱効率は $(\pi, 0)$ モードの方が $(0, 0)$ モードよりも高く、少数イオン加熱の高調波加熱の方が多数イオンの高調波加熱よりも高かった。また、第3高調波加熱の有効性も実証された。

閉じ込め特性はLモード則と一致していたが、NBIとの複合加熱時には、速波がイオンビームに吸収されることにより高効率の加熱が観測された。また、少数イオンの高調波加熱時に観測された鋸歯状振動の安定化によっても閉じ込めは20%程度改善された。

ICRF加熱時に速波のパラメトリック崩壊によって生じるIBWが観測され、低プラズマ電流時の異常に大きい放射損失の増加とパラメトリック崩壊によって生じたIBWの強度に相関が観測された。これは、加熱に伴う放射損失の増加の一つの原因と考えられる。

参考文献

- [4 . 1] 木村晴行、藤井常幸、三枝幹雄、森山伸一、浜松清隆、他 5 名、" ICRF実験"
核融合研究、第 6 5 卷、別冊、133 (1991).
- [4 . 2] Kimura H., Fujii,T., Saigusa,M., Moriyama,S., Hamamatsu, K. et al., Plasma Physics
and Controlled Fusion 35, 845 (1993).
- [4 . 3] Saigusa, M., Kobayashi,N., Kimura,H., Fujii,T., Hamamatsu,K.,et al., "Coupling
property of ICRF 2×2 Loop Antenna in JT-60", 7th Topical Conf. on Radio
Frequency Power in Plasmas, (Proc. 7th Top. conf. Kissimmee, Florida, 1987), Conf.
Proc. No.159, AIP, NewYork, 282 (1987).
- [4 . 4] Fukuyama, A., Nishiyama, S., Itoh, K., Itoh, S., Nucl. Fusion, 23, 1005 (1983).
- [4 . 5] TFR Group:Proc. of 3rd Int. Meeting on Theoretical and Experimental Aspects of
Heating of Toroidal Plasmas, Grenoble 1976, vol.1, 87 (1976).
- [4 . 6] Hamamatsu, K., Saigusa, M., Kimura, H., Fujii, T., Kobayashi, N., et al., Jpn. J.
Appl. Phys., 28, 1708 (1989).
- [4 . 7] Saigusa, M., Kimura,H., Fujii,T., Kobayashi,N., Moriyama,S., et al., Nucl.Fusion
29, 73 (1989).
- [4 . 8] Perkins, F.W., Nucl.Fusion 29 (1989) 73.
- [4 . 9] Saigusa, M., Kimura,H., Fujii,T., Kobayashi,N.*, Moriyama, S., et al., "Observation
of parametric decay waves during second harmonic ICRF heating experiment in JT-60"
8th Topical conf. on Radio-frequency Power in Plasmas, (Proc. 8th Topical Conf.
Irvine California, 1989), Conf. Proc. No.190, AIP, NewYork, 326 (1989).
- [4 . 1 0]Fujii,T., Saigusa, M., Kimura,H., Ono,M., Tobita,T., et al., "Interaction between RF
and edge plasma during ICRF heating in JT-60", Proc. of the IAEA Technical Committee
Meeting on ICRH/Edge Physics, Fusion Engineering and Design, 12, 139 (1990).

第5章 JT-60U ICRF加熱用アンテナの開発

5.1 はじめに

JT-60Uの真空容器の設計は、最大核融合積（ $\equiv$ プラズマ密度 $\times$ イオン温度 $\times$ エネルギー閉じ込め時間）の達成のため、最大で40MWのパワーを有するNBIに対して最適化されており、標準プラズマ配位でのアンテナとプラズマ間は20～30 cm程度離れることが予想されていた。（世界各国のトカマク実験でのICRF加熱実験用のターゲットプラズマはその表面がアンテナから数cm以内の距離で運転されている。）一方、第4章で述べたようにJT-60のICRF実験では、アンテナ結合特性は（0、0）モードの方が（ π 、0）モードよりも優れていたが、加熱効率は（ π 、0）モードの方が高かった。そのため、JT-60U ICRFアンテナは、加熱効率の良い（ π 、0）モードで、従来の（0、0）モードよりも遠くのプラズマを加熱できるように設計する必要があった。

本章では、まずJT-60Uにおけるアンテナ開発の背景について述べ、次にモックアップアンテナによる高周波基礎特性の確認、アンテナの設計方針、計算による結合特性の最適化と設計について記述し、更に製作されたアンテナの低電力測定と耐電力試験結果について述べる。

5.2 JT-60Uにおけるアンテナ開発の背景

JT-60UのICRF加熱装置は、JT-60のICRF加熱装置を改造したものであり、予算の制約から、周波数は従来通りの108～132 MHzの周波数帯域であった。真空容器のポートは、トカマクを20度毎に18分割したセクション名（P-1～P-18）で呼ばれており、ICRFアンテナ用のポートは、P-11、P-12の水平ポート2箇所と決められていた。JT-60U 高周波加熱用アンテナ及び中性粒子入射加熱装置配置図を図5.1に示す。P-11ポートのICRFアンテナは設計に自由度があったが、P-12ポートのICRFアンテナのすぐ後方には巨大なNBIのタンク設備があり、上下にはNBI加熱ユニット1と2の大口径入射ポートが存在するため、真空容器への取付け取り外しが簡単な軽量でコンパクトなアンテナにする必要があった。ICRFアンテナ用ポートの寸法は、ポロイダルコ

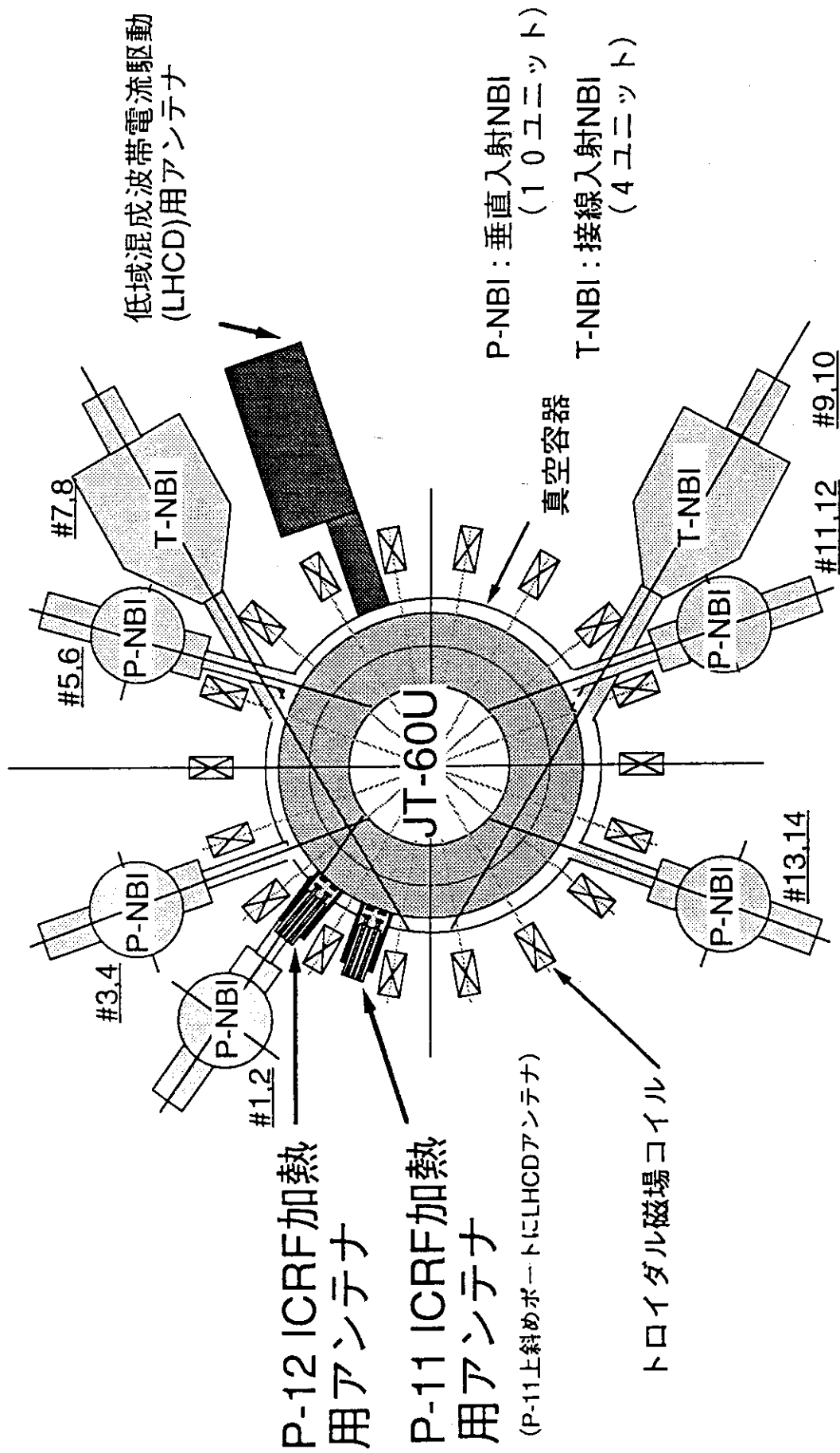


図 5.1 JT-60U 高周波加熱用アンテナ及び中性粒子入射 (NBI) 加熱装置配置図

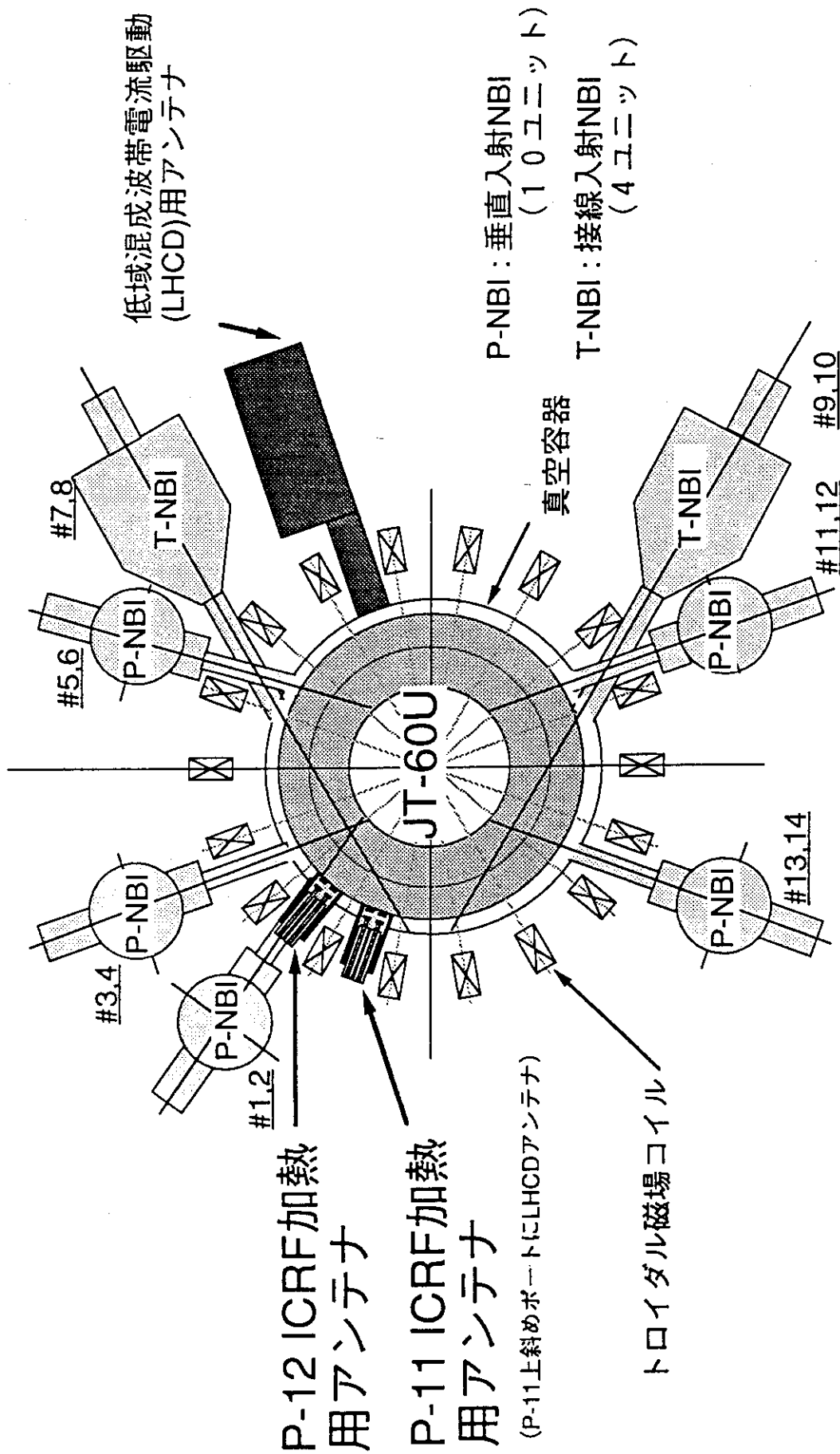


図 5.1 JT-60U 高周波加熱用アンテナ及び中性粒子入射 (NBI) 加熱装置配置図

イル、トロイダルコイルの制約により、内寸法90 cm（横幅）×78 cm（高）、角の部分は半径20 cmの丸みがあった。アンテナ設計は、このポートの形状と後方の空間が極めて狭いことを考慮にいれて行なった。また、アンテナ前面の形状は、より良好な結合特性を得るため、第一壁に沿ってトロイダルとポロイダル方向に曲率をもたせ、できる限りプラズマに近づけられる構造とした。

アンテナの基本概念としては、従来のループアンテナ型とファラデーシールドの必要ない導波管型が考えられるが、矩形導波管はトロイダル方向に半波長（108 MHzで1.39 m）以上の長さが必要であり、コンパクトなリッジ導波管を用いてもトロイダル方向の位相制御型アンテナアレイを形成することは困難であった。更に、JT-60での実験データからループアンテナアレイの各部の耐圧、システム上の改良点などアンテナ設計に反映できるデータも多く、信頼性の高いアンテナが設計可能であるため、JT-60Uではループアンテナアレイを採用した。

JT-60のICRF加熱実験での入射電力の上限は、結合抵抗が低い場合には、ランチャー先端部、フィードスルー、スタブ整合器等での耐電圧であり、結合抵抗が高い場合には、負荷とのインピーダンス不整合を原因とする大電力増幅管（4極管）内の放電であった。このうち整合の問題は、VSWRが1（無反射）の負荷に対して6 MWの増幅器出力を持つシステムでも、VSWRが上がる（負荷からの反射が増加する）に連れて増幅器の利得が変化し、実効的にシステムの最大出力が低下することになった。不整合の主な原因は各アンテナ間の結合であったため、JT-60U ICRFアンテナは結合抵抗が大きいだけでなく、整合の容易なアンテナ（アンテナ間の結合が小さいアンテナ）にする必要があった。

電流駆動実験の場合にはアンテナアレイに位相差を付けて整合を取るため、全増幅器が定格運転を行った場合、アンテナ間結合によりアンテナ上に流れる電流の大きさはアンバランスになる。アンバランスなアンテナ電流は放射 N_z スペクトルを歪め、加熱及び電流駆動効率を低下させるのみならず、耐電圧的にも悪影響があるため、アンテナ電流の均一化が必要になる。このアンバランスを解決するには以下の3つの方法が考えられる。

1 番目の方法は、増幅器の出力をアンバランスにすることによりアンテナ電流を均一にする方法である。JT-60ではこの方法により既に均一なアンテナ電流を実現したが、60度位相差の場合、片側の増幅器の出力を -7 dB 低減することが必要であった。このように、この方法では、設備のもつ電力のうち何割かを有効に使えない為、得策ではない。

2 番目の方法はアンテナ間の結合を小さくしてやる方法であり、アンテナ間に仕切り板を入れることにより実現できる。この場合、 $(0, 0)$ モード（同相モード）では、仕切り板の左右に流れるイメージ電流が同じ方向のため、仕切り板近傍のインダクティブな電磁界を強め合い、トロイダル方向の屈折率 (N_z) の高いスペクトル成分を励起する。しかし、高 N_z スペクトルはカットオフ密度が高く結合しにくいので、結合抵抗は著しく減少する。一方、JT-60の加熱実験で最も有効であった $(\pi, 0)$ モードでは、仕切り板の左右に流れるイメージ電流が逆方向のため仕切り板近傍のインダクティブな電磁界を打ち消し合う。そのため、結合特性の劣化もなく、アンテナ間結合が小さくなり、整合が容易になる。このような理由により、JT-60Uではアンテナ間に仕切り板を入れる方式を採用した。

3 番目の方法は、JT-60Uが実験を開始した後に研究が始まった方法で、アンテナアレイの給電線側にDecouplerと呼ばれる結合回路を設け、アンテナ間の結合を極性が逆の回路で打ち消す方法である[5.1]。この方法は、最近、DIII-D、JET等でも採用され、電流駆動実験時に有効に働くことが確認されつつあるが、従来の設備以外にDecoupler及びその周辺の結合調整回路の制御が必要なためコストが高く、JT-60Uの設備としては期的にもコスト的にも不適當であった。

次に、このアンテナ間にしきり板を入れたアンテナアレイの、高周波基礎特性の評価試験を行なった[5.2]。

5. 3 仕切り板つき2×2アンテナアレイの高周波基礎特性

JT-60U ICRF アンテナの設計を行う前に、アンテナ間の金属仕切り板がアンテナ前面の電磁界に与える影響、及び、各位相モードにおける整合時のスタブ位置の変化を仕切り板付きモックアップアンテナを用いて測定した[5.3]。測定に用いた回路を図5.2

(a) に示す。高周波発振器より出た信号は、サーキュレータを経由してT分岐で2分配され、位相器、サーキュレータを用いて4分配された後、更に位相器、サーキュレータを介して、方向性結合器経由でスタブ整合回路に給電される。スタブ整合回路は2スタブで構成され、更に方向性結合器を経た後、4本のアンテナに給電される。この、モックアップの4本のループアンテナは縦と横の仕切り板によって1本ずつに仕切られ、各アンテナには任意の位相差で高周波電力が供給でき、アンテナ間結合が小さいためアンテナ毎に独立に整合をとることができる。図5.2 (b) に仕切り板付きモックアップアンテナの正面図を示す。寸法はJT-60アンテナと同じ内寸法で、幅320mm、高さ520mmであり、縦と横のしきり板の先端はアンテナの表面と同一平面上まで出ている。ファラデーシールドは仕切り板とは独立で金属ボックスの前面を覆っている。材質はモックアップのため、真鍮に銅鍍金を施したもので、入力端はWX-152Dの同軸管で高周波損失を抑え、アンテナ部での高周波損失をその共振のQ値から測定できるようになっている。

まず、各位相モードで整合を取り、スタブ位置が位相によってどの程度変化するかを調査した。結果を表5.1に示す。ここで、 ℓ_1 は発振器側のスタブを、 ℓ_2 は波アンテナ側のスタブの分岐点からの長さを表す。

表5.1 各位相モードでの整合スタブ位置

位相モード	I系 (mm)		II系 (mm)		III系 (mm)		IV系 (mm)	
	ℓ_1	ℓ_2	ℓ_1	ℓ_2	ℓ_1	ℓ_2	ℓ_1	ℓ_2
(0, 0)	1099.3	1222.2	1103.5	1220.5	1098.8	1222.9	1092.8	1229.2
(π , 0)	1114	1228.3	1113.9	1231.3	1106.6	1223.6	1105.5	1219.6
(π , π)	1103.2	1237.1	1106.0	1222.8	1103.7	1211.4	1098.0	1229.2
($\pi/2$, π)	1097.5	1241.2	1098.3	1235.9	1135.0	1130.2	1138.0	1122.4

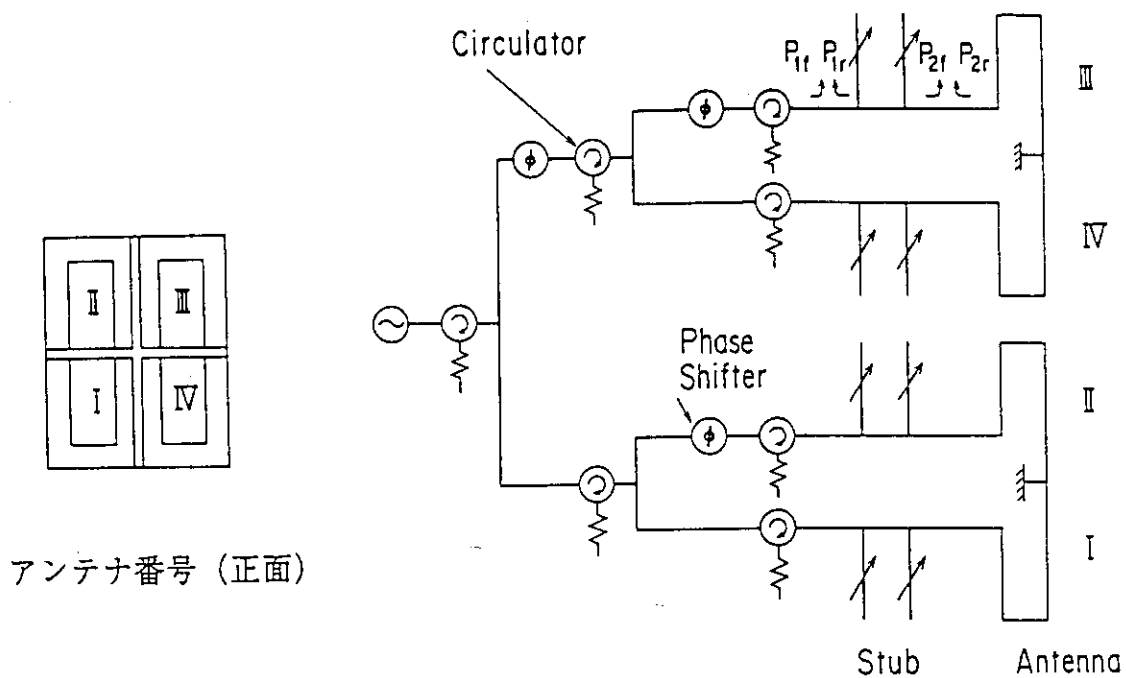


図 5.2 (a) モックアップアンテナの電磁界分布測定系

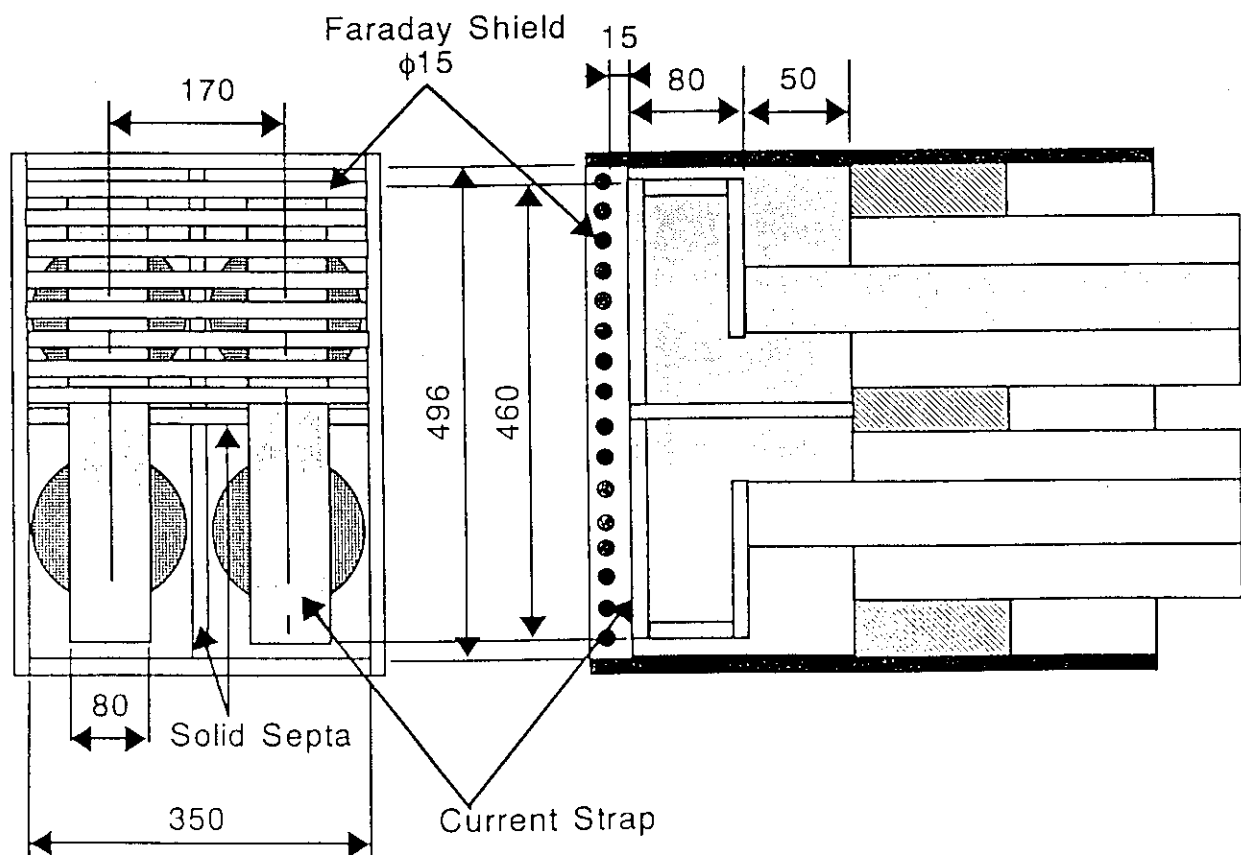


図 5.2 (b) 仕切り板付きモックアップアンテナ

アンテナ間に仕切り板がなくアンテナ間の結合が大きいJT-60 ICRFアンテナでは、第3章で示したようにアンテナ間位相差で大きく入力インピーダンスが変化し、無負荷でアンテナ間位相差が90度では整合が取れなかった。一方、仕切り板のあるモックアップアンテナでは $(0, 0)$ 、 $(\pi, 0)$ 、 (π, π) の3個の位相モードとも、ほとんど同じスタブ位置で整合が取れ、表5.2に示す各位相モードでのスタブ位置から計算したアンテナの入力アドミタンスもほぼ同じ値となった。また、アンテナ間の回り込み電力が最大となるトロイダル方向に $\pi/2$ の位相差でも整合可能であったが、整合スタブ位置は左右で少し異なる値となった。

表5.2 各位相モードでのアンテナ入力アドミタンス（整合スタブ位置から計算）

位相モード	平均アンテナ入力アドミタンス (mho)
$(0, 0)$	0.0102-1.36i
$(\pi, 0)$	0.00878-1.60i
(π, π)	0.0107-1.44i
$(\pi/2, \pi)$	0.00188-1.43i (I, II系の平均)、0.3712-1.63i (III, IV系の平均)

このように、整合上極めて有利なしきり板が、アンテナ前面の電流分布、特にポロイダル方向の電流分布に与える影響を、図5.3に示すような $(\pi, 0)$ モードでの $|B_z^2|$ のポロイダル方向分布測定により確認した。ここで、 B_z は高周波磁束密度のトロイダル方向成分を表わし、 $|B_z^2|$ はアンテナ上のポロイダル方向の電流の2乗分布にほぼ等しいと考えてよい。従って、電流のピークはアンテナの中心付近にあり、ポロイダル方向の波数(k_y)スペクトルの広がり小さく、結合特性上良好であることが推測できた。

JT-60における給電線は4本であり、アンテナの本数は4本であったが、JT-60Uでは1個で従来の3倍の面積をもつポートが2個使用できることになったため、アンテナの本数は8本か16本が可能となった。そこで給電線の本数がアンテナの本数より少ないアンテナの給電方法についての研究を上記のモックアップアンテナを用いて行った。

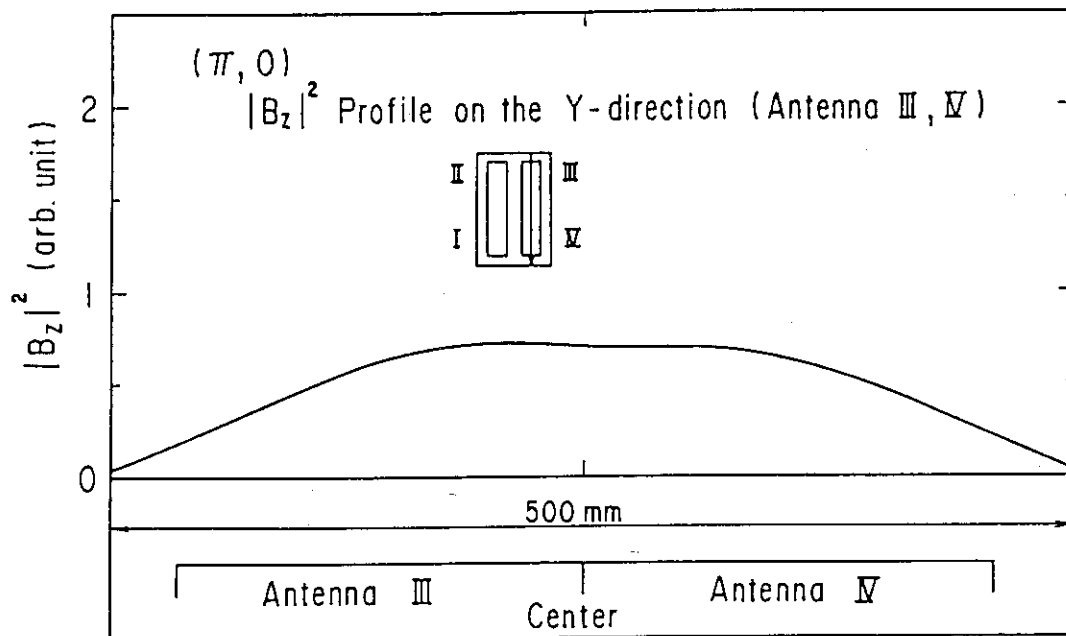


図 5.3 $(\pi, 0)$ モードでのアンテナ前面の $|B_z|^2$ のポロイダル方向分布

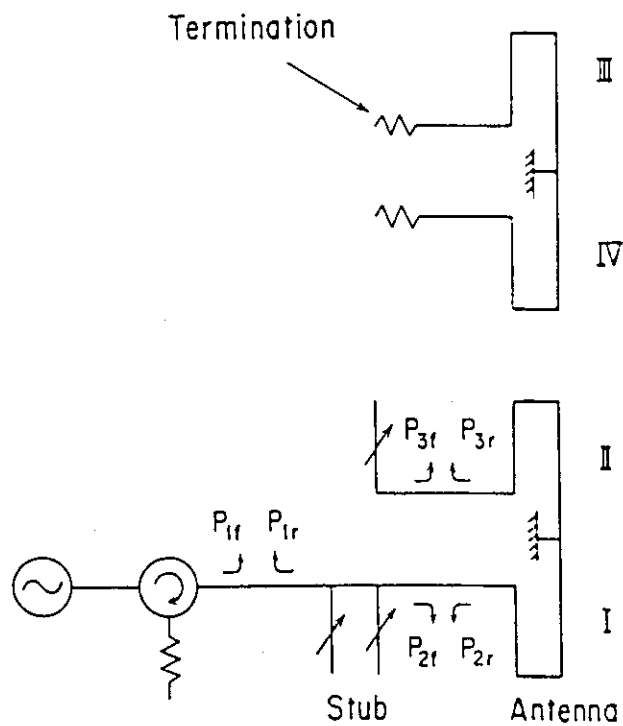


図 5.4 2 アンテナを 1 給電線で励起した場合の電磁界分布測定システム

即ち、ポロイダル方向に並ぶ2本のアンテナを1方のアンテナからのみ給電し、給電されない側のアンテナに共振機能をもたせ、その際のアンテナ前面の電磁界分布を測定した。図5.4にその測定システムを示す。給電はI系統から行い、II系は伝送ラインに直接スタブを接続して短絡の位置を調整できるようにし、III, IV系の入力端は今回の測定に不要な共振モードを除くため50Ω終端で測定を行った。まず、測定に用いる周波数を150MHzと決め、I系のスタブ l_1 、 l_2 を、4分の1波長に当たる50cmに合わせ、実効的に150MHz付近のスタブの影響を少なくし、II系のアンテナの給電線に直接つないだスタブの長さ l_3 を変えることによって、I系アンテナ上の電圧に対するII系アンテナ上の電圧比(V_{II}/V_I)が最大になる l_3 の長さを調べた。その結果を表5.3に示す。

表5.3 I系とII系のアンテナ上の電圧比(V_{II}/V_I)が最大になる l_3 の長さと共振条件

周波数 (MHz)	146	150	160
l_3 の長さ (mm)	1292.3	1178	924.5
P_{3r}/P_{2f} (dB)	+9.4	+11.4	+9.3
Δl_3 (mm)	114.3	253.5	
$\Delta \lambda$ (mm)	55	125	
$\Delta l_3/\Delta \lambda$	2.07	2.028	

周波数を振ると波長の変化分に対するスタブ長 l_3 の変化分の比($\Delta l_3/\Delta \lambda$)は2.0となり、II系アンテナの共振はスタブ短絡端からアンテナ短絡端までの長さが波長の2倍の長さで共振していることが判かる。また、給電しているI系のアンテナ電圧に対して11.4dBほど高い電圧がII系に発生していることも判かる。この電圧比はスタブ長 l_3 により調整可能であり、I系とII系のアンテナ電圧比を1にすることも、逆転させることも、そのアンテナ電流の位相差を同相のみならず逆相にすることも可能である。その状態でのアンテナ上のポロイダル方向の $|B_z^2|$ 分布を、図5.5に示す。 l_3 を共振長である117.8cmより長くすると、I、II系の電流は同相に、短くすると逆相になった。

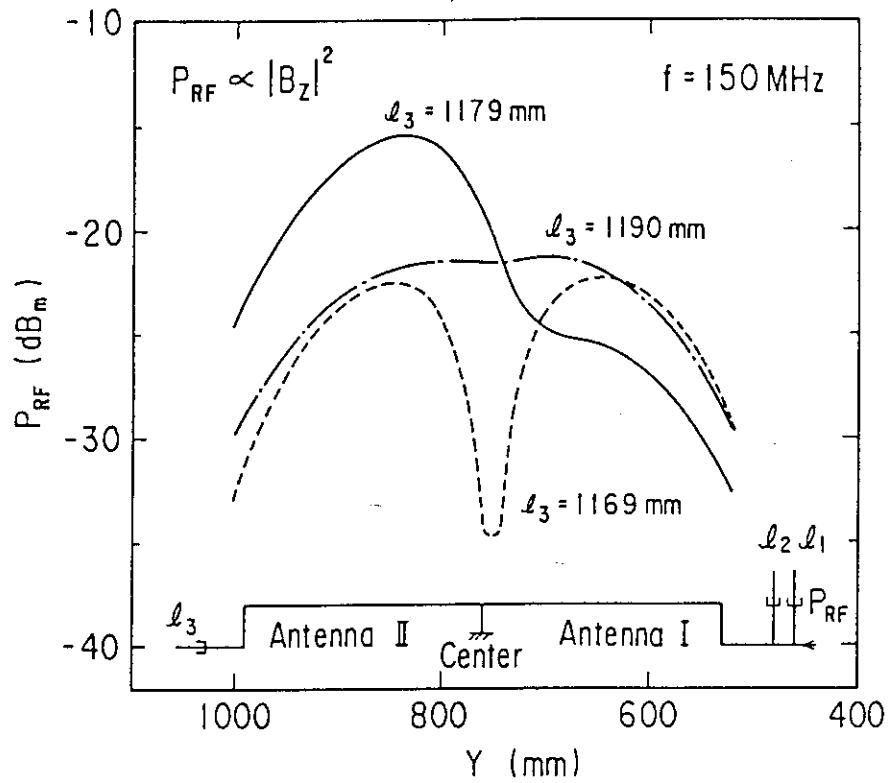


図 5.5 2 アンテナを 1 給電線で励起した場合のアンテナ上の $|B_z|^2$ 分布

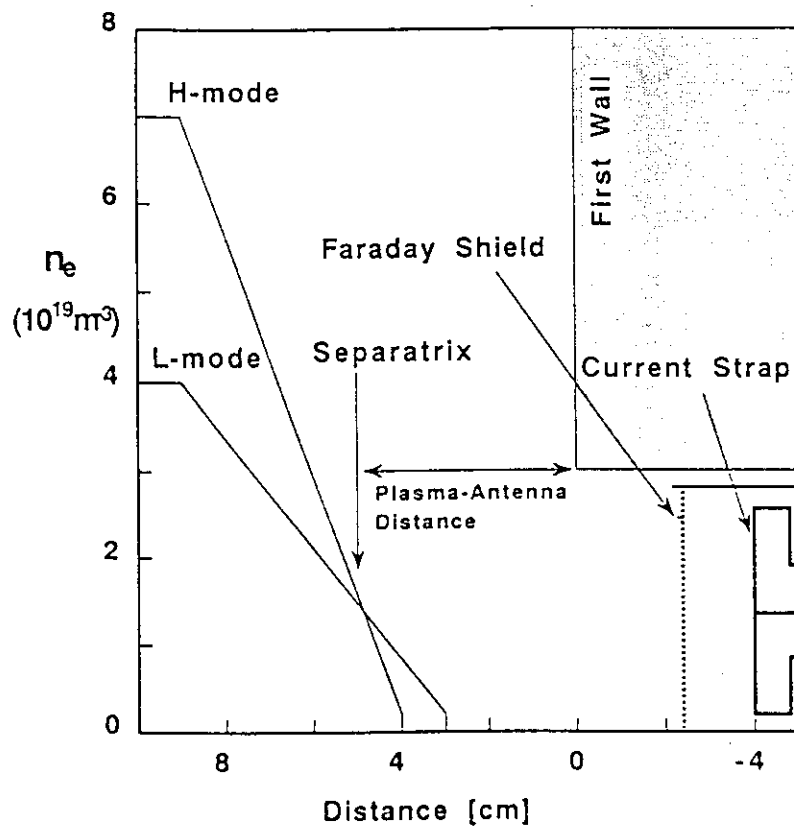


図 5.6 結合計算に用いた周辺電子密度分布

特に、 ℓ_3 を116.9cmにするとI、II系の電流が1 : 1の振幅で逆相に励振でき、119.0cmでは、1 : 1の振幅で同相に励振できることが判かった。この場合、同相ではアンテナ間の $|B_z^2|$ はほぼ最大値に等しいが、逆相の場合は左右の電流が打ち消し合い、ほぼ0になるのは、各アンテナに給電した場合と同様であった。このように、 ℓ_3 の長さを調節することにより、アンテナ数の半分の給電線で給電できることが分かった。

次にプラズマ加熱を想定して、I系から見たアンテナ負荷抵抗が 2.8Ω に見えるように、II系アンテナの負荷を増加させ、II系アンテナ共振時のI系に対するII系アンテナの電圧比を測定した。電圧比(V_{II}/V_I)は+2.55dBであり、無負荷時の値に対して7.15dBも低下していた。電圧比(V_{II}/V_I)は、0dB以上あれば同相で電流比を1 : 1に調整可能だが、アンテナの負荷抵抗が 3Ω を遥に越える値になると電圧比(V_{II}/V_I)は1以下になることが予想できる。しかし、ポロイダル方向の電流分布が少し歪んでも、同相である限り加熱特性にはあまり大きな影響はなく、実際、JT-60でもポロイダル方向に非対称な電流分布で加熱実験を行なってきた。これらの結果から一つの新しいアンテナの給電方法が考えられる。即ち、アンテナ結合抵抗が大きいときは、I系アンテナのみのアンテナ電流で十分に加熱が行なえ、アンテナ結合抵抗が小さくなると、自然にII系アンテナにも同相電流が励起され、2本アンテナとして大きな結合抵抗を得ることができる。このように1本の給電線による2本アンテナの励起は、ITER等の放射線遮蔽が問題になる次期装置で、低コスト、省スペースでアンテナ給電が行える極めて有効な方法と思われる。

5. 4 JT-60U ICRFアンテナの設計方針

JT-60U ICRFアンテナの設計条件は隣り合う2つの水平ポートにアンテナを設置し、従来のJT-60 ICRF加熱システムから最小限の改造で、最大限の高周波電力をプラズマに結合させることであった。以下に設計方針を述べる。

- (1) アンテナの設計は108-132MHzに最適化させて行う。
- (2) 従来よりもプラズマとアンテナ間の距離が広がった状態で、Hモード遷移をした後でも、 $(\pi, 0)$ モードで結合抵抗が大きくなるアンテナ設計を行う。

- (3) 整合調整を容易にするため、アンテナ間結合を抑制するように、ポロイダル及びトロイダル方向に隣接するアンテナ間に金属のしきり板を設置する。
- (4) アンテナ形状は、アンテナ長をフィードスルー間隔（ポートの寸法で制約）よりも長くできるトロンボーン型のアンテナとする。
- (5) JT-60で採用し、耐電圧的に問題のないことが確認された高周波損失の少ないオープンタイプの単層ファラデーシールドを採用する。
- (6) 1ポート当たりのプラズマ加熱入力4 MW、アンテナ及び整合回路の高周波損失は10%程度と仮定し、1ポート当たり4.4 MWの高周波電力を給電する。

また、設計を行なうための結合計算は以下の条件で行なった。

- (1) アンテナの結合特性を左右する周辺プラズマの電子密度分布は、DIII-DのL、Hモードの分布を参考にして、図5.6のように設定する。
- (2) プラズマは1次元コールドプラズマモデルを用いる。
- (3) 周波数は主に116MHzを用いて評価し、少数イオンの2倍の高調波加熱を前提にプラズマイオンの成分比はH:D=1:9とする。
- (4) 隣り合うポートのアンテナとの相互作用は無視して、1ポートアンテナアレイについてのみ結合特性を最適化する。

まず、設計を始める前に励起できるNzスペクトルや最大入射電力にとって重要な1ポート当たりのアンテナの本数を決めた。1ポート当たり4.4 MWの高周波電力の給電とし、真空導入端子及び給電線の耐電圧 ($V_{\max}$) を50kVと考えると、アンテナ1本当たりに必要な結合抵抗は次式で与えられる。

$$R_c + R_v = \frac{2P}{n \cdot \left(\frac{Z_0}{V_{\max}}\right)^2} = \frac{8.8}{n} [\Omega]$$

ここで、各記号は、次のパラメータを表す。

R_c : 結合抵抗、 R_v : アンテナ及び整合回路の損失を意味する真空負荷抵抗、

P : 1ポート当たりの高周波電力 (4.4 MW)

Z_0 : 給電線の特性インピーダンス、 n : アンテナの本数

実際にプラズマに放射される電力は、アンテナ及び整合回路の損失を意味する真空負荷抵抗を考慮する必要がある、JT-60での真空負荷抵抗のデータである 0.2Ω を用いると、結合効率 η は次式で表される。

$$\eta \equiv \frac{R_c}{R_c + R_v}$$

発振器の個数は8個であり、アンテナの本数は8の倍数が最も単純な制御となる。しかし、ポートの大きさ (90 cm (横幅) $\times$ 78 cm (高)) は限られ、アンテナ後部には使用可能な空間がないため、ポート当たりの真空導入端子は4個 (203D相当) か8個

(WX-120D相当) に限られる。良好な結合を得るため、アンテナ上で電流が反転しないようにアンテナの電気長が4分の1波長以下を設計条件とすれば、ポロイダル方向に2段配置が適当と思われる。そのためここでは、トロイダル方向 $\times$ ポロイダル方向が 2×2 の4本アンテナか、 4×2 の8本アンテナについて検討を行なう。

今、1ポート当たり4MWのプラズマ加熱を行なうためには、1本当たりの結合抵抗が、4本アンテナで 2Ω 、8本アンテナで 0.9Ω 必要である。しかし、結合コードにより、図5.6のLモードに相当する電子密度分布を用いて求めたアンテナ1本当たりの結合抵抗は、4本アンテナの $(\pi, 0)$ モードでは 3.9Ω に対し、同じ N_z にピークを持つ8本アンテナの $(0, 0, \pi, \pi)$ モードでは 0.69Ω に過ぎなかった。(括弧内の値は、トロイダル方向のアンテナアレイの各アンテナ電流の位相を表す。)

表5.4に、4本アンテナと8本アンテナの4MW/Portに必要な結合抵抗、コードにより予測された結合抵抗、結合効率、及び最大加熱電力を示す。

表5.4 4本アンテナと8本アンテナの結合効率と最大プラズマ加熱電力

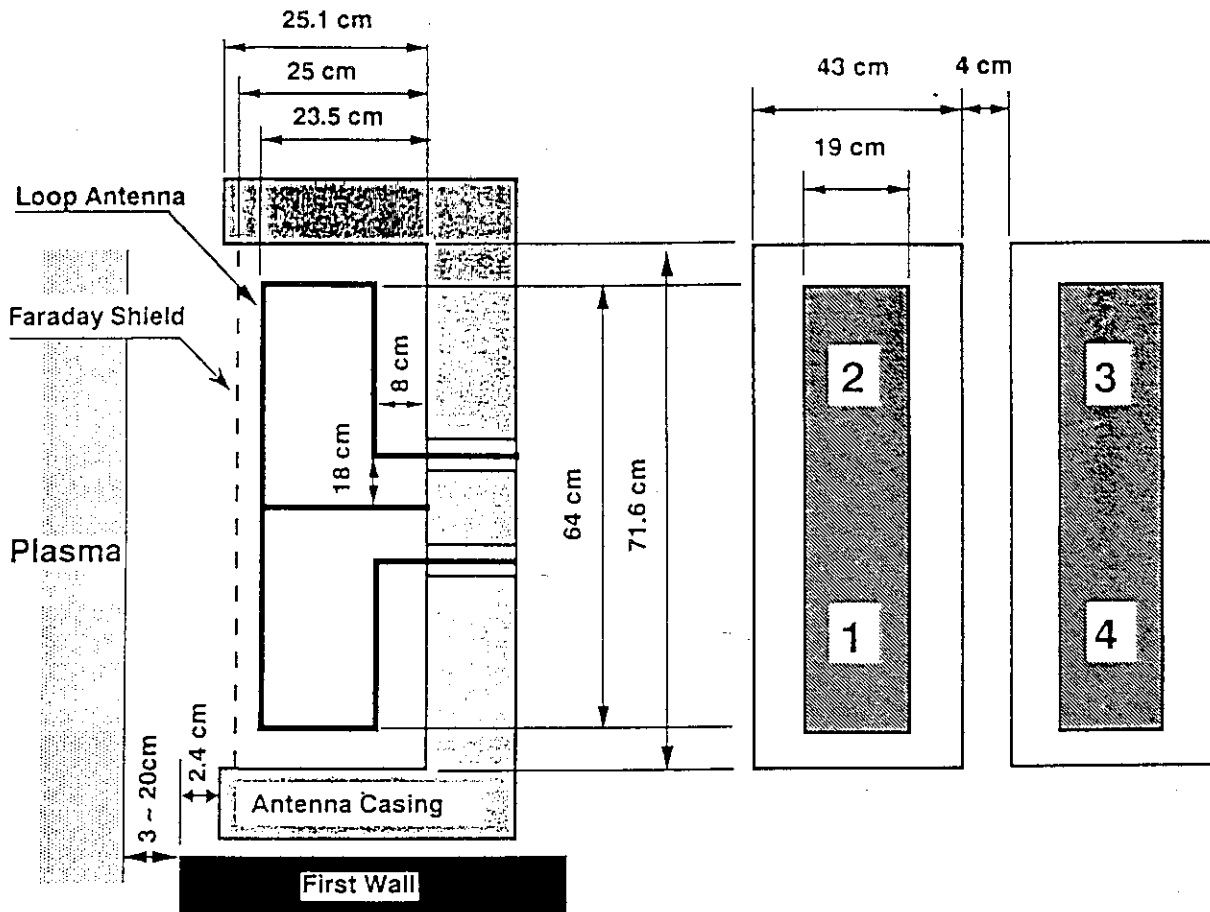
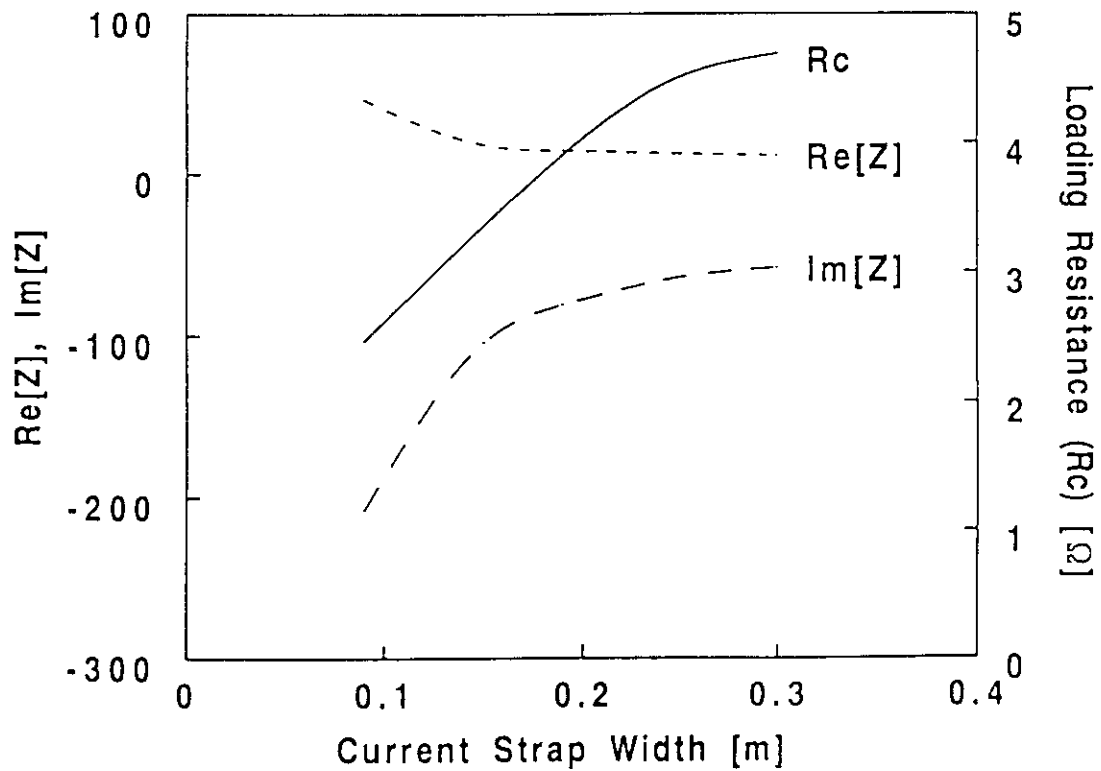
アンテナの本数 (toroidal × poloidal)	4 MW/Port に必要 な結合抵抗 (Ω)	コードにより予測さ れた結合抵抗 (Ω)	結合効率 η (%)	最大加熱電力 (MW)
4 (2 × 2)	2	3.9	95	4.2
8 (4 × 2)	0.9	0.69	78	3.4

表5.4に示したように、4本アンテナの結合効率は95%に対し、8本アンテナの結合効率は78%に過ぎない。そして、4本アンテナの最大加熱電力4.2 MWに対し、8本アンテナでは3.4 MWと設計条件である4 MWにも達していない。JT-60Uでは、まず第一に良好な結合特性を有し、大電力で加熱実験が行なえることをアンテナ設計の第一条件としたため、JT-60U ICRFアンテナの設計は1ポート当たり4本のアンテナで検討を行なった。

給電線の特性格インピーダンスは、少なくとも3通りの選択がある。耐電圧が最も大きい30 Ω 、伝送損失が最も少ない75 Ω 、そして、両者の中間に位置し、最も一般的な規格の50 Ω である。JT-60UのICRF加熱装置は、最長でも5秒間しか運転できないため、高周波損失はあまり問題にならず、75 Ω は耐電圧的に不適當であるため、採用しなかった。また、アンテナ自身は先端短絡のループアンテナのため、波長がアンテナに比べて遥に長い場合は低インピーダンスであるが、アンテナ長を4分の1波長程度にして高インピーダンス負荷とすれば、50 Ω の方が30 Ω よりも一般的な規格であり、測定システムも含め廉価な装置になるため、給電線の特性格インピーダンスとして50 Ω を採用した。

5.5 JT-60U ICRFアンテナの結合計算および設計

JT-60U ICRFアンテナの最適パラメータの選定及び結合特性の評価を目的として、結合計算を、第2章3節にて説明した結合コードを用いて行なった。計算に用いた2段2列のアンテナモデルを図5.7に示す。アンテナはポロイダル方向に2本並んだものを

図 5.7 結合計算に用いた 2×2 アンテナアレイモデル図 5.8 $(\pi, 0)$ モードでの結合抵抗のアンテナ幅依存性

1組とし、1組毎に1個の金属箱の中央にあるものとした。

結合抵抗を大きくするには、アンテナ長、アンテナ幅、トロイダル方向のアンテナの間隔、ファラデーシールドとの距離、リターンとの距離、金属仕切り板の幅と高さ、側壁のスロット構造等について最適設計を行なう必要がある。しかし、このうち、設計条件等によって明らかに決まってしまうものもある。アンテナ長は4分の一波長以内で、可能な限り長いほうがよいので、ポートの上限と上下のリターン電流用の金属板等を考慮し $32 \times 2 = 64$ cmと決めた。金属の仕切り板は、アンテナ間の結合を抑制するためのものであるが、その表面電流がアンテナよりも結合に大きな効果をもたらさないようにアンテナの表面までとし、左右の側壁に流れるリターン電流を切るために、ファラデーシールドを前面から伸ばし、側面ではアンテナより後方まで配置した。トロイダル方向のアンテナ間隔は、広げたほうが結合抵抗は大きくなるが、40 cm以上の領域から飽和するので[5.4]、ポートの横幅90 cmの中心を金属仕切り板で分割し、しきり板とポートの側面の中心にアンテナを置き、ファラデーシールドとの干渉により1 cmの補正を行ない44 cmとした。

ファラデーシールドは熱および機械設計から直径を15 mmとし、ファラデーシールドとアンテナとの絶縁距離は、JT-60からの実績で15 mmとした。この値は、通常のカマクから見れば広い値であるが、磁場による絶縁が期待できない状態（真空入射によるエージング時）での放電を考慮して決定した。

アンテナの最適設計には給電線とアンテナのインピーダンス整合も重要であるが、アンテナ自身を伝送線路と見なした場合の特性インピーダンスが、給電線と同じ50 Ω に近づけるようにアンテナ幅を設計した場合、15 mm（ギャップ幅） $\times$ 0.5（ファラデーシールドの面積占有率） $\times$ 120 π （波動インピーダンス）/ 50（特性インピーダンス）から226 mmとなった。また、結合抵抗と入力インピーダンスのアンテナ幅依存性を結合コードで評価すると、図5.8に示すように、アンテナ幅とともに結合抵抗は上昇し、250 mm以上で飽和した。アンテナの入力インピーダンスは、その虚数部が150 mm付近で急変しているのが判かる。これらのデータに基づき、アンテナとファ

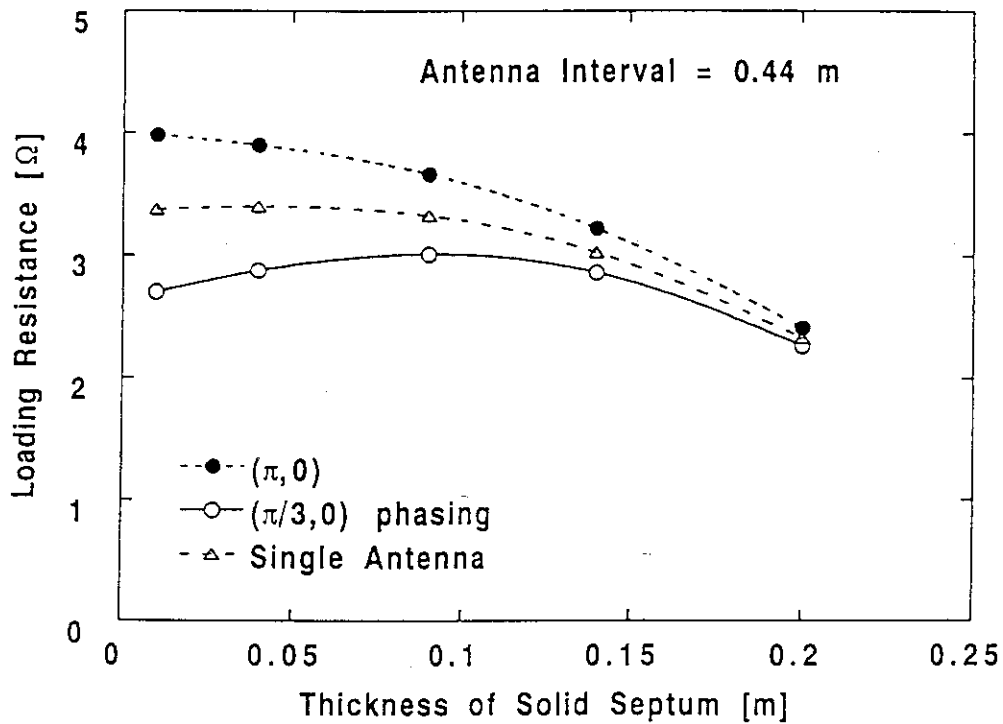


図5.9 $(\pi, 0)$ 、 $(\pi/3, 0)$ モードの結合抵抗のしきり板厚依存性

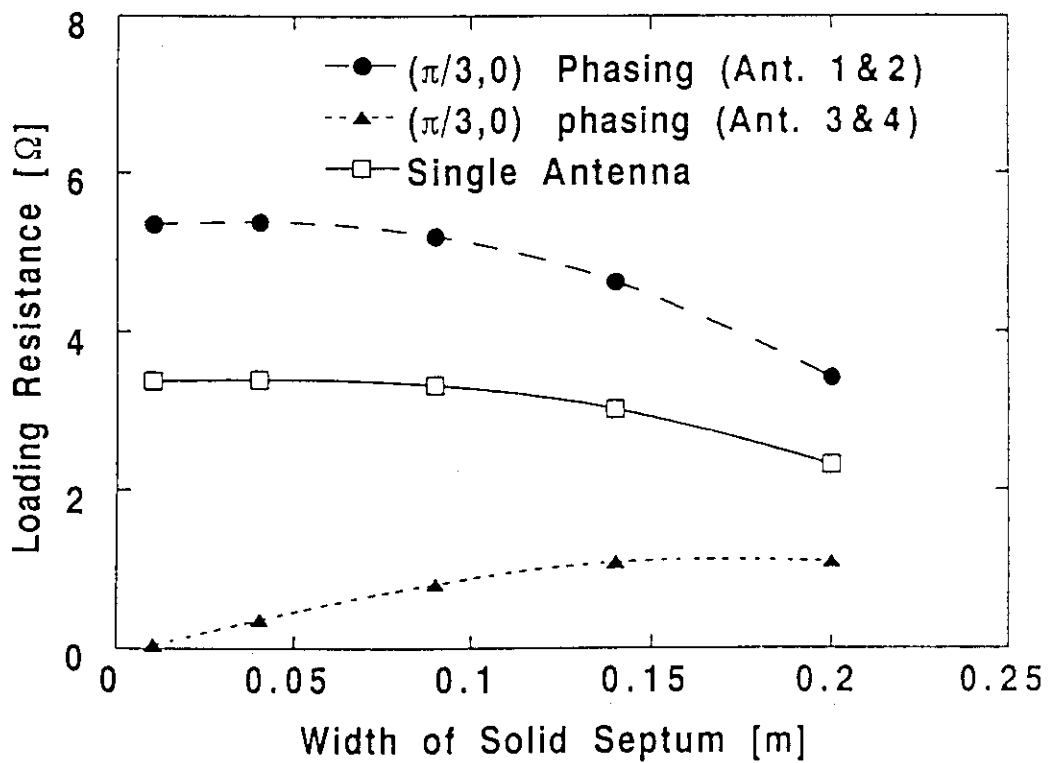


図5.10 $(\pi/3, 0)$ モードの左右のアンテナの結合抵抗と1列アンテナの結合抵抗

ラデーシールドとの物理的干渉を考慮してアンテナの横幅は190mmとした。

次に、結合コードを用いてしきり板の結合特性に与える影響を調べた。図5.9に2×2アンテナの(π , 0)、($\pi/3$, 0)モードについて、しきり板厚が変化した場合の結合抵抗に与える影響を示す。ここで、($\pi/3$, 0)モードの様にトロイダル方向に非対称なモードのアンテナの結合抵抗は4本の平均値とした。計算はトロイダル方向のアンテナ間隔を一定(44cm)にし、アンテナは常に金属箱の中心にあると仮定した。そのため、しきり板の厚みが増加するに従って金属箱の横幅が狭くなるために、比較するデータとして1列アンテナ(ボロイダル方向には2段で同相)の結合抵抗を合わせてプロットした。しきり板の厚さが増加するとアンテナ間の相乗効果が減少するためにアンテナ間位相に依らず3つの場合について全て同じ結合抵抗になる。しかし、しきり板の厚みが薄くなると(π , 0)モードでは1列アンテナよりも結合抵抗が上昇し、($\pi/3$, 0)モードでは1列アンテナよりも結合抵抗が減少する。

この現象を理解するために、まず、1列アンテナの場合を考える。金属箱中の1列アンテナでは、金属箱の側壁にもリターン電流が流れ、アンテナのみの場合と比べて高いNzスペクトルを励起するため結合抵抗が低下する。そして、徐々に金属箱の幅を広げて行くと(ここではしきり板の厚みが減少することに相当)リターン電流は減少し、結合抵抗は金属壁のない1列アンテナの状態に近づく。(π , 0)モードの場合、しきり板に流れるリターン電流は左右の面で逆向きであり、面の厚みが減少するに従ってお互いに打ち消し合う為、リターンカレントの効果がなくなり、結合抵抗は増加する。($\pi/3$, 0)モードでは、薄いしきり板の左右の面で流れるリターン電流の相乗効果により、高いNzをもつスペクトルが励起され結合抵抗が低下する。この効果は(0, 0)モードの時に最も顕著である。

JT-60U ICRFアンテナは加熱用アンテナであるが、2アンテナアレイのトロイダル方向の位相制御により、初歩的な電流駆動実験も行なう予定であった。この場合、アンテナアレイの結合抵抗は、トロイダル方向に非対称となる。図5.10に($\pi/3$, 0)モードの場合の左右それぞれのアンテナ結合抵抗と1列アンテナの結合抵抗を表す。金属仕

切り板が厚いときは、アンテナ間結合が小さいため、左右のアンテナの結合抵抗の差も小さいが、しきり板の厚みが薄くなるにつれ結合抵抗の差は大きくなり、1cm以下のしきり板厚では、一方のアンテナの結合抵抗は負になり、整合は原理上不可能である。このとき、結合抵抗の変化率（結合抵抗の変化分／結合抵抗）は結合が大きい1、2系よりも結合が小さい3、4系の方が大きいことが判かる。

以上の検討より、アンテナ間のしきり板厚は4 cm程度で、加熱効率の高い（ π 、0）モードでは結合抵抗を劣化させずにアンテナ間結合を抑制することができ、非対称な位相モードでも整合を可能にすることが判明した。また、ファラデーシールドをしきり板の先端に溶接するためにも4 cm以上の厚みが必要であり、設計では4 cmを採用した。

アンテナの周波数特性は、低周波数化を考慮し、当初30～120 MHzについても設計上考慮したが[5.3]、最終的にはJT-60 ICRF加熱システムをほとんどそのまま使用することとなり、108～132 MHzを中心に最適化を行なう必要があった。また、ポートの形状など、機械的制約のために細部の寸法が変更され、実際のアンテナの端部はポートの形状のために丸まり、ファラデーシールドの実効的面積も小さく、半径方向の給電線も局所的に細くなったため、インピーダンスが上がり、結合抵抗が最大になる周波数は、計算値よりも高いことが推測された。そのため、最終的なICRFアンテナの寸法は、少し低い周波数で最適化を行なった。

図5.11 (a)にアンテナと給電線の接合点から見たアンテナの入力インピーダンスの実部と虚部の周波数依存性を、図5.11 (b)にはアンテナ結合抵抗の周波数依存性を示す。先端の短絡部（定在波電流の最大点）からのアンテナ長は92 MHz付近で4分の1波長となり、インピーダンスの実部（実線）が最大になると同時に、虚数部（点線）の符号が変わる。アンテナ結合抵抗には、給電線とアンテナの整合の影響も含まれるため、入力インピーダンスが給電線の実効インピーダンス（50 Ω ）よりはるかに大きくなる92 MHzよりも少し低い周波数の90 MHzで最大となり、急峻な周波数依存性は無く、60～115 MHzの広い範囲で加熱実験に十分な4 Ω 以上の値となる。

プラズマに結合するトロイダル方向の波数スペクトルは、加熱実験でも電流駆動実験

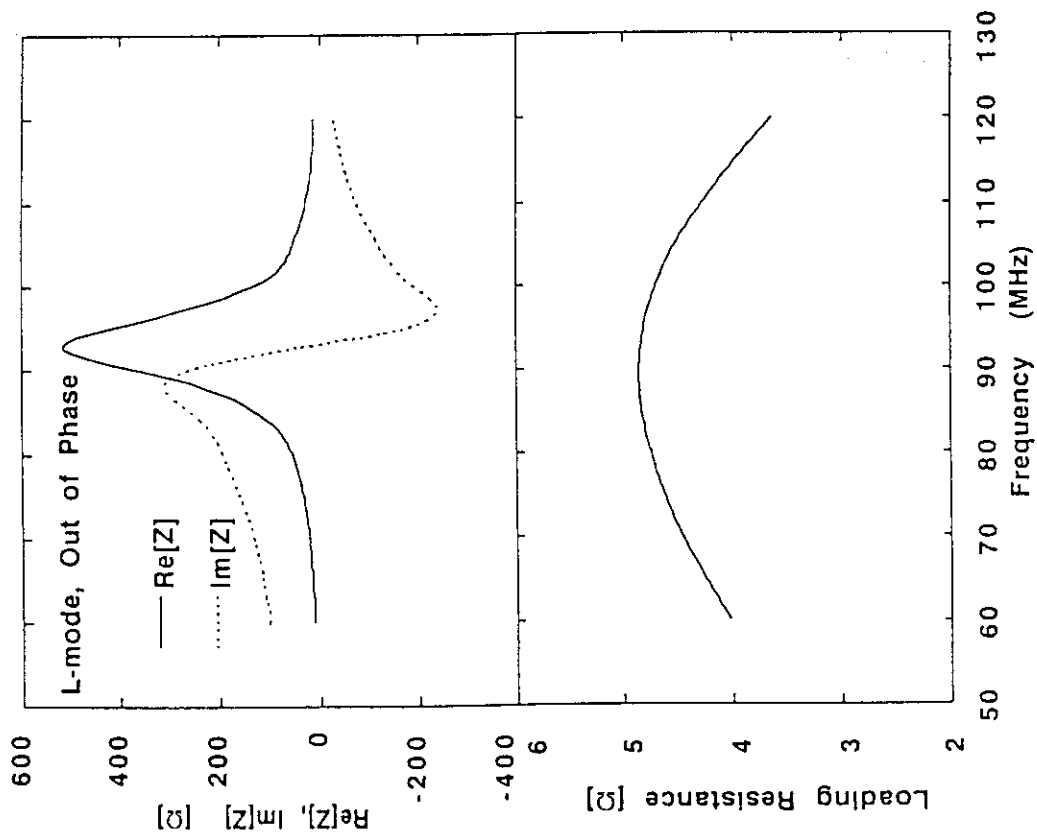


図5.1.1 アンテナ入力インピーダンスと結合抵抗の周波数依存性

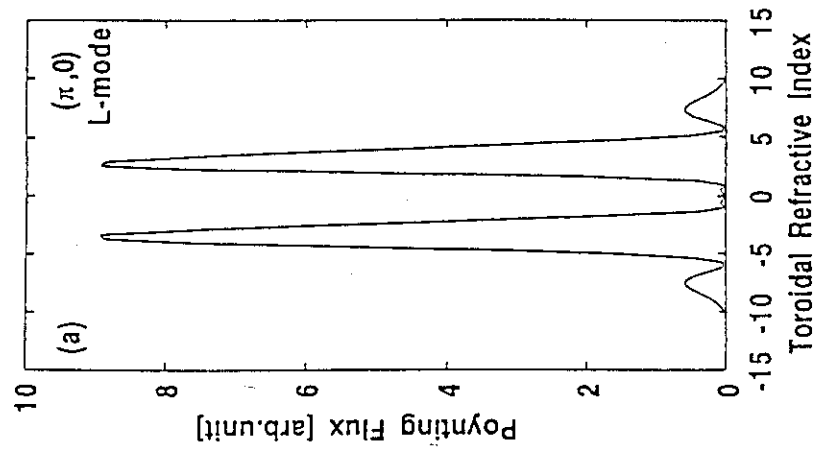


図5.1.2 ($\pi, 0$)モードの放射 N_z スペクトル

でも極めて重要である。即ち、プラズマ中心では吸収されない表面波モードにならない範囲 ($N_z > 1$) で、結合特性の良い低めの N_z スペクトルを励起させるか、電子にもイオンにも吸収され易い高い N_z スペクトルを励起させるかの選択である。JT-60Uの場合、イオン温度も電子温度も高く、吸収に関してはJT-60よりも良い条件であるが、プラズマとアンテナ間の距離がJT-60に比べ遥に長くなったので、結合特性の最適化を目的として $N_z > 1$ で低 N_z スペクトルの励起を目指すことになった。図 5.1 2 にJT-60U ICRFアンテナの (π , 0) モードにおける結合スペクトルを示す。結合する N_z スペクトルのピークは ± 3 付近であり、プラズマからの距離が大きくなるにつれて多少低いほうにシフトする。この、 $N_z = 3$ 付近のスペクトルのカットオフ電子密度は、 $1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度である (アンテナ周辺の磁場 $\sim 3 \text{ T}$ を仮定)。

プラズマをアンテナから離れた場合、どの程度の結合抵抗が得られるかは、実験上非常に重要である。図 5.1 3 に、加熱効率が最も良い (π , 0) モードにおける結合抵抗のプラズマとファラデーシールド間距離依存性を示す。実線と白丸が図 5.6 で示した L モードの密度分布での結合抵抗を、破線と黒丸が H モードの密度分布での結合抵抗を示す。細い実線で示した 1 ポート当たり 4 MW の加熱を可能にする 2Ω 以上の結合抵抗は、L モードでは 8 cm、H モードでは 6 cm 以下で得られる。これらの結合抵抗は、アンテナが設置されている金属箱の側壁にスロットがない条件での計算であり、また、計算に用いたスクレイプオフ層での電子密度分布は急俊に減少すると仮定しているため、実際の結合抵抗はこの値を上回ることが予想される。

5. 6 JT-60U ICRFアンテナの低電力測定および耐電力試験

図 5.1 4 (a) にJT-60U ICRF アンテナの鳥瞰図を、図 5.1 4 (b) にJT-60U ICRF アンテナの正面図を、図 5.1 4 (c) にポロイダル断面図を示す。アンテナの開口部の寸法は、ポート寸法 (横幅 90 cm $\times$ 高さ 78 cm) に対して左右のトロイダル方向に 2.5 cm、上下のポロイダル方向に 2 cm のクリアランスで製作された。給電は 4 本の給電線から行なわれ、事故時の放射性ガスの大気放出を防ぐために、真空封止は 1 ポート

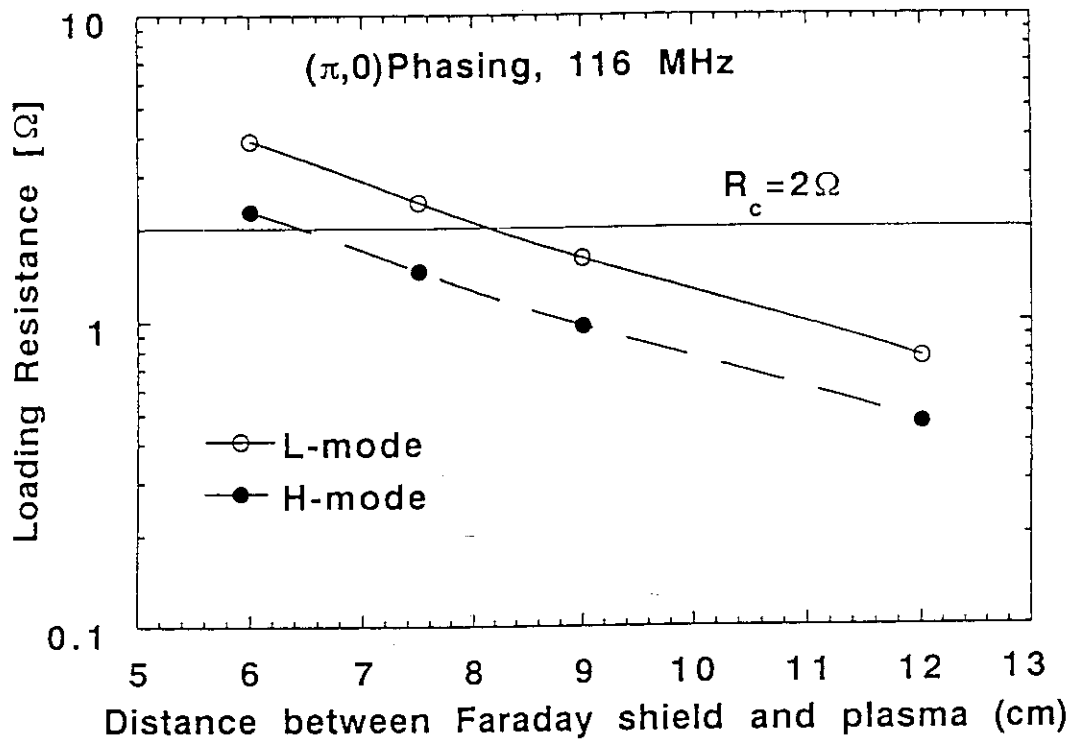


図 5.13 結合抵抗のプラズマ表面とファラデーシールド間距離依存性

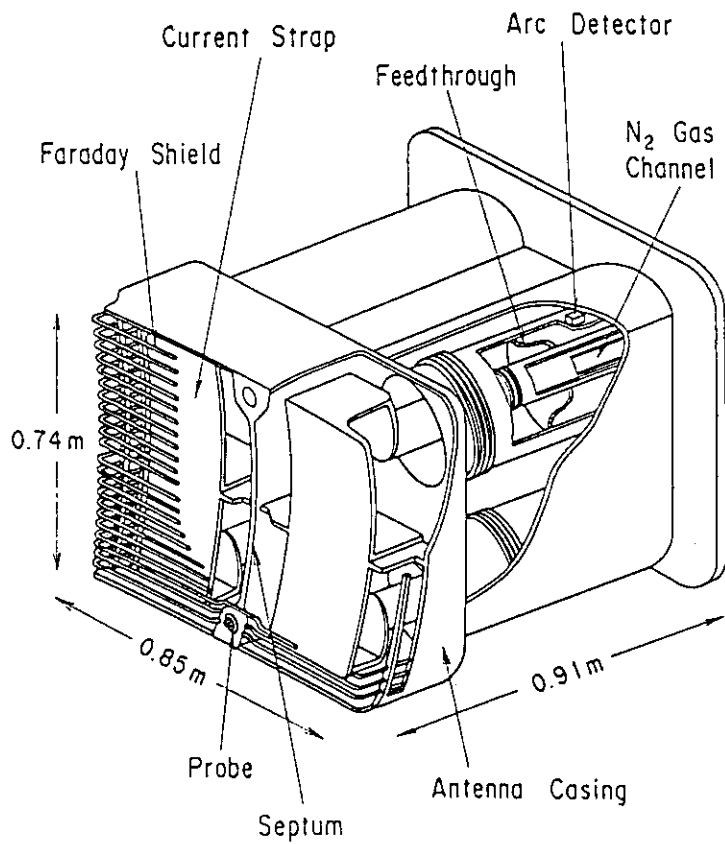


図 5.14 (a) JT-60U ICRFアンテナ鳥瞰図

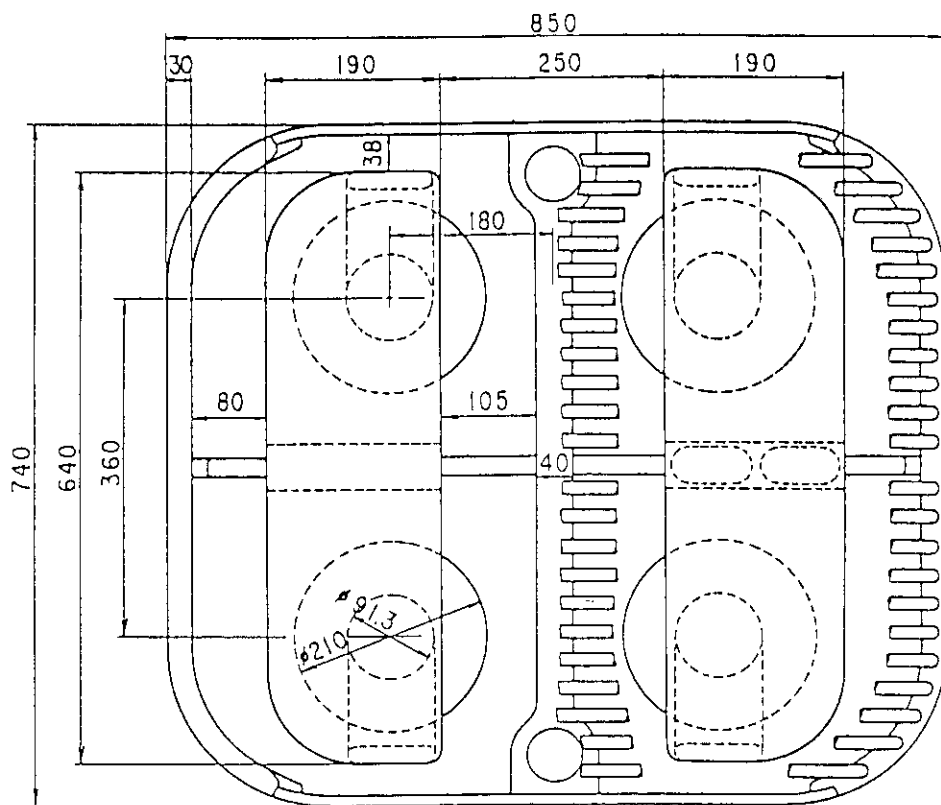


図 5.1 4 (b) JT-60U ICRFアンテナの正面図

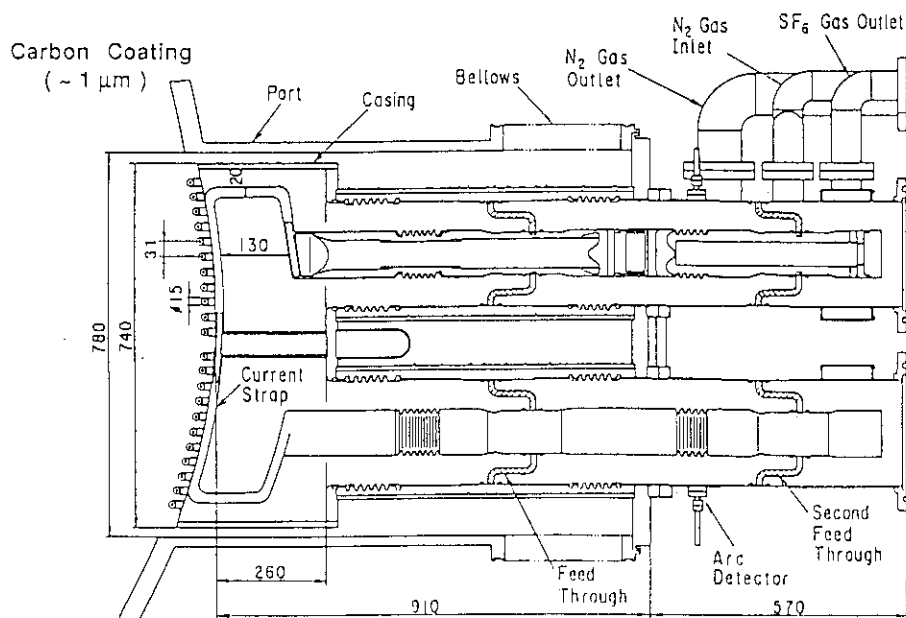


図 5.1 4 (c) JT-60U ICRFアンテナのポロイダル断面図

当たり8個の電流導入端子により2重に封止されている。実験時の真空容器は、第一壁のリサイクリング調整のため常に300°C程度のベーキング状態で運転されている。もちろん、アンテナは300°Cで使用できるように設計が行なわれているが、アンテナ自身は150°C程度のベーキングしか行なえないため熱応力が発生する。また、プラズマが不安定性によって消滅するDisruption発生時は、数MAのプラズマ電流が数msの時間で消滅するため、極めて大きな電流をアンテナ付近に誘起する。アンテナはこれらの機械力にも耐えるよう設計が行なわれている（設計条件は7MAの電流が3msで消滅）。特に、アンテナを構成する部品のうち最も機械力に弱いアルミナセラミックを用いた電流導入端子に関しては、電流導入端子とアンテナの間の中心導体と外部導体にベロー構造を、二つの電流導入端子の間の中心導体にもベロー構造を採用し、機械力を吸収させる設計とした。スタブ整合器とアンテナ側の電流導入端子の間の伝送線路は、定在波による高周波損失が大きいため、中心導体と外部導体の冷却をSF₆ガスを循環させて行なっている。このSF₆ガスは伝送線路の絶縁耐圧を改善する目的も兼ねて、絶対圧力で3気圧まで加圧されている。また、アンテナ側の電流導入端子から先の中心導体、アンテナ、ファラデーシールド等は、窒素ガスを用いて150°Cまでのベーキングおよび室温までの冷却が行なえる構造となっている。アンテナは非磁性体であるステンレス（SUS304）に、高周波損失を低減する目的で銅メッキを施してあり、プラズマに最も近いファラデーシールドには高温でも強度が低下しにくいニッケル合金であるインコネル625のパイプに20μm厚以上の銅メッキを施し、更にプラズマへの金属不純物を抑制する目的で1μm厚程度のカーボンコーティングが施されている。アンテナ全体は、大口径溶接ベローと伝送線路の工夫によりプラズマとの距離を調整する目的で、第一壁からプラズマに向かって+10mm～-30mmの範囲でモーターによる駆動が可能である。JT-60 ICRFアンテナではアンテナの先端部自身にカーボングラファイトおよびカーボンファイバーコンポジット（CFC）製のガードリミタータイルを設置していたが、JT-60U ICRFアンテナでは、できるかぎり結合抵抗を大きくする為に、アンテナ自身にはカーボンタイルをつけず、ポートの開口部付近の第一壁のカーボンタイルをアンテナ

形状に合わせて細かく分割する形でアンテナを保護する構造とした。

アンテナ間はポロイダル方向とトロイダル方向にアンテナ表面と同じ小半径位置まで金属仕切り板で仕切られ、アンテナの前面にはアーチ上に曲がったファラデーシールドが、水平についている。また、中心の仕切り板の上下にはプローブ用のポートが設置されている。

アンテナの支持に関しては、真空容器自身が軽量化をはかるために段ボール構造となっているため、アンテナの重さには耐えられず、ポートの外からアンテナを支える構造となっている[5.5]。

JT-60U ICRF アンテナを製作後、JT-60Uの真空容器に据え付ける以前に、低電力による高周波特性の評価をネットワークアナライザを用いて行なった。下に120 MHzにおける2×2アンテナの散乱パラメータの絶対値を示す。

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -2.2 \text{ dB} & -4.3 \text{ dB} & -29.1 \text{ dB} & -30.5 \text{ dB} \\ -4.3 \text{ dB} & -2.2 \text{ dB} & -30.7 \text{ dB} & -29.0 \text{ dB} \\ -29.1 \text{ dB} & -30.7 \text{ dB} & -2.4 \text{ dB} & -4.1 \text{ dB} \\ -30.5 \text{ dB} & -29.0 \text{ dB} & -4.1 \text{ dB} & -2.4 \text{ dB} \end{bmatrix}$$

トロイダル方向のアンテナ間結合は、金属仕切り板のシールド効果によって、JT-60 ICRFアンテナの-14.6 ~ -14.3 dBから、JT-60U ICRF アンテナの -30.7 ~ -30.5dBへと電力比で約40分の1に減少した。しかしポロイダル方向の結合は、ポロイダル方向の金属仕切り板にもかかわらず、JT-60 ICRFアンテナの-6.6 ~ -6.5dBから、JT-60U ICRF アンテナの -4.3 ~ -4.1dBへと逆に2 dB増加している。ポロイダル方向の金属仕切り板は確かにループアンテナ間の磁場結合を抑制できるが、JT-60U ICRFアンテナの場合、アンテナの幅が広いためにファラデーシールドとの静電結合がポロイダル方向のアンテナ間結合を増加させた。この予期せぬ結果は、モックアップアンテナとの寸法の違いが生んだ結果と言える。しかし、実用的にはトロイダル方向の位相制御の方が加熱特性、不純物抑制、結合特性に関してより重要であり、ポロイダル方向のアンテナ間結合は、プラズマとアンテナ間の距離が上下のアンテナに関して非対称な場合、上下のアンテナ間による入射電力の均等化という意味でかえって利点ともなった。例えば、同じ水平ポート

に位置する低域混成波帯電流駆動用アンテナの場合、ポロイダル方向にプラズマとアンテナ間距離が異なるため、上半分のアンテナと下半分のアンテナの最適なプラズマ条件が異なり最大出力付近での運転が困難であった。しかし、ICRF加熱実験ではポロイダル間のアンテナ結合が強いため、位相器の調整によりポロイダル方向に上下のアンテナ電流の均等化が実現でき、耐電圧的にも効率良く運転が行えた。

つぎに、アンテナと給電線の接合点から見たアンテナの入力インピーダンスをスミスチャート上にプロットしたものを 図 5.15 に示す。位相モードは、 $(0, 0)$ 、 $(70^\circ, 0)$ 、 $(\pi, 0)$ 、 (π, π) の 4 つのモードについて、それぞれ 4 本のアンテナのインピーダンスを□、■、○、●で表した。 $(0, 0)$ 、 $(\pi, 0)$ の 2 つのモードは、ほとんど同じ位置に存在し、トロイダル方向の位相差によってスタブ整合位置が変わらないことが判かる。 $(70^\circ, 0)$ モードもほとんど同じ位置であるが、トロイダル方向に隣接するアンテナ間のわずかな結合により、片側の 2 本のアンテナのインピーダンスがスミスチャートの中心に近づいているのが判かる。一方、 (π, π) モードについては、他の 3 つのモードに比べて大きく異なる場所に位置している。これはポロイダル方向の結合が強いため、ポロイダル位相を変えることにより、ポロイダル方向に隣接するアンテナから回り込んでくる高周波が反射波の位相に与える影響が大きいためと考えられる。しかし、この 4 つのモードのうち、加熱および電流駆動実験上重要なモードは、 $(0, 0)$ 、 $(70^\circ, 0)$ 、 $(\pi, 0)$ の 3 つのモードであり、ポロイダル方向に位相差を π つけたモード ((π, π) 、 $(0, \pi)$ 等のモード) は結合抵抗が低過ぎ、大電力実験には用いられない。従って、トロイダル方向の位相制御を行ってもほとんど同じスタブ位置で整合が取れるため、整合調整が容易であると予想できた。

図 5.16 に、JT-60U ICRF アンテナの散乱パラメータ (S_{21} , S_{31} , S_{41}) の周波数依存性を 70 MHz ~ 170 MHz の範囲で示す。 S_{21} は、ポロイダル方向に隣接する No.1 との No.2 のアンテナ間結合を表し、98.5 MHz に 2 本のアンテナ間で強い共振があり、共振周波数より低い周波数では、結合は -17 dB 以下となり、共振周波数より高い周波数である 132 MHz でポロイダル結合は最大となり -3 dB となる。また、127 MHz 付

JT-60U

□ (0,0)

■ (70°,0)

○ (π,0)

● (π,π)

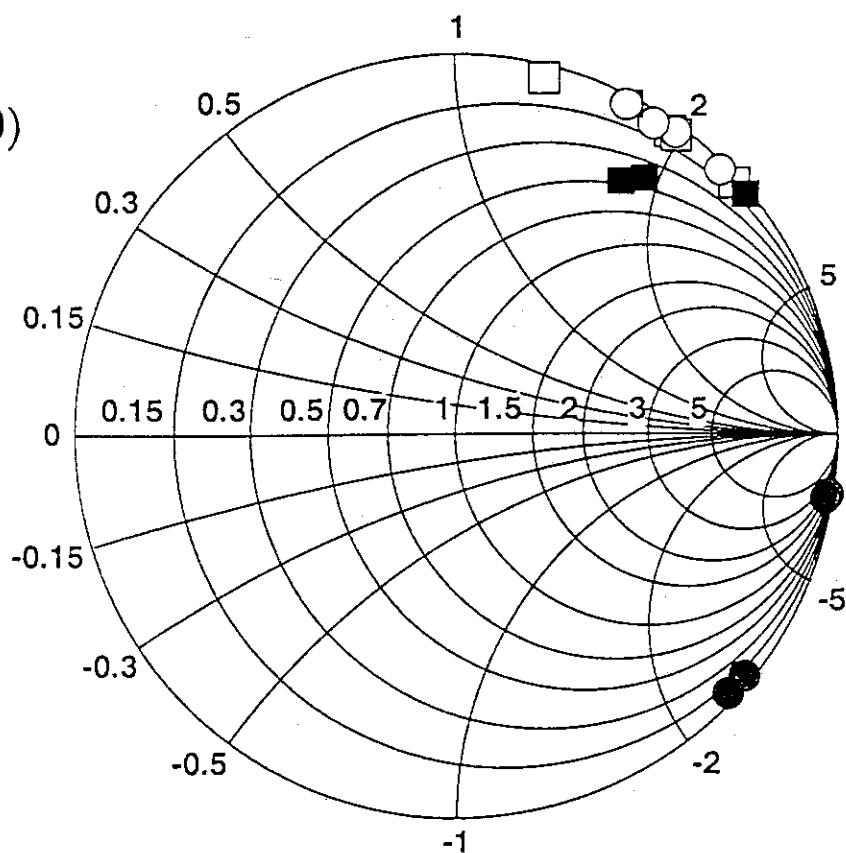
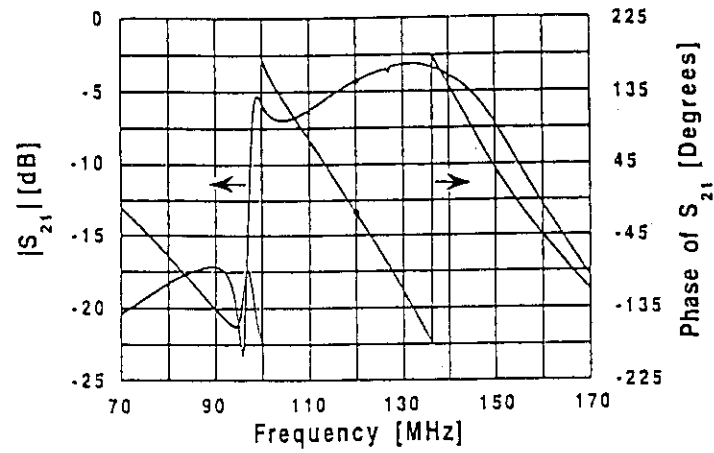
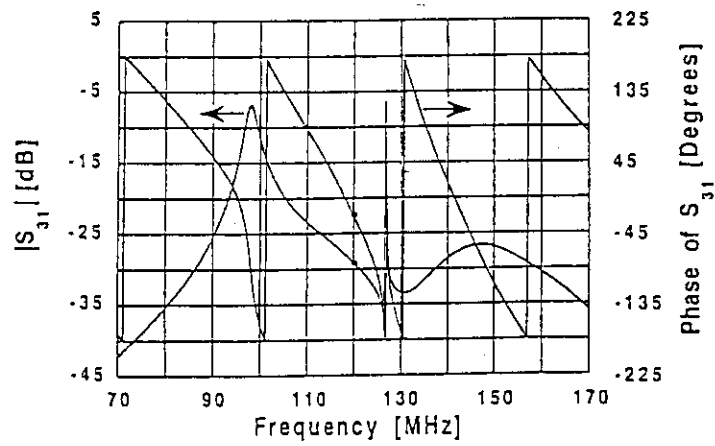


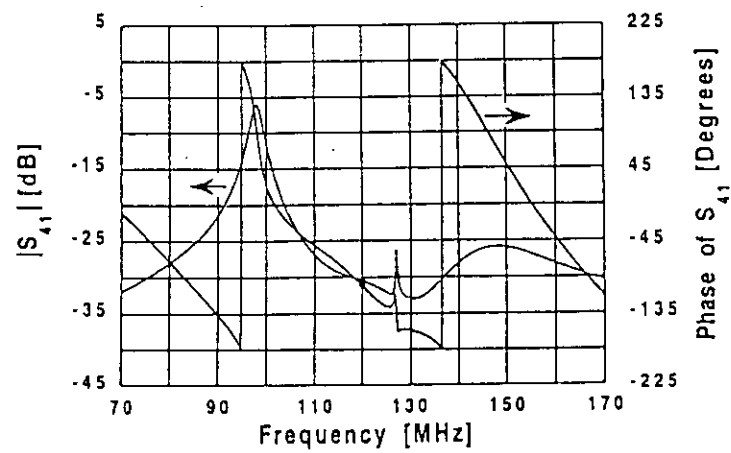
図 5.15 スミスチャート上のアンテナ入力インピーダンス



(a) S_{21} の周波数依存性



(b) S_{31} の周波数依存性



(c) S_{41} の周波数依存性

図 5.1 6 JT-60U ICRFアンテナの散乱パラメータの周波数依存性

近にも小さな共振が見える。 S_{31} は対角方向のアンテナ間結合を表し、127 MHzで強い共振が見える。この周波数の共振は、 S_{21} 、 S_{41} には弱く見えているのみであり、対角アンテナ間の共振であると考えられる。最大の結合は、ポロイダル間の共振周波数98.5 MHzで、-12 dBの値となる。トロイダル方向に隣接するアンテナ間の結合は、 S_{41} で表され、最大の結合は、ポロイダル間の共振周波数98.5 MHzで、-11 dBの値となり、127 MHz付近に対角方向のアンテナ間共振の影響が弱く見える。このように、ポロイダルアンテナ間のアンテナ共振周波数では、共振によりアンテナ電流が大きくなるため全ての散乱パラメータに大きな影響を与えている。

次に、全ての入力端を終端した状態での $|S_{44}|$ の周波数特性を図5.17 (a)に、No.3のみ開放し他は全て終端した状態での $|S_{44}|$ の周波数特性を図5.17 (b)に示す。

全ての入力端を終端した状態では、ポロイダルアンテナ間の共振周波数98.5 MHz付近で、 $|S_{44}|$ は急峻に最小値(-6.7 dB)を取る。また、132 MHz付近でも、緩やかな極小値(-3.2 dB)を取る。この状態から、No.3のみを開放し他は全て終端した状態にすれば、No.4から入った高周波のうちNo.3に通過していたものによる $|S_{44}|$ の減少はなくなるはずである。図5.17 (b)では、ポロイダルアンテナ間の共振周波数98.5 MHzと対角アンテナ間の共振周波数127 MHz以外に、No.3端子とアンテナ給電線の接合点での2つの共振周波数(82 MHz、165 MHz)が現われ、132 MHzでの $|S_{44}|$ の極小値は消えてしまった。これにより、132 MHz付近の $|S_{44}|$ の減少は、No.4から入った高周波がこの周波数付近でアンテナとファラデーシールド間の透き間をあたたかもバンドパスフィルターのように通過し、No.3の終端抵抗に吸収されていた為であることが判かる。対角アンテナ間の共振周波数127 MHzによる損失は132 MHz付近であるため、隠されていただけであり、弱くはあるが98.5 MHzと同様に高周波の損失を増やす共振である。2つの共振周波数(82 MHz、165 MHz)は本来のアンテナの使用では現われない共振であり、このアンテナ固有の共振として結合特性にまで影響を与える物は、ポロイダルアンテナ間の共振周波数98.5 MHzのみである。この共振はポロイダル方向に隣接する2つのアンテナの給電線との接合点間が2分の1波長にな

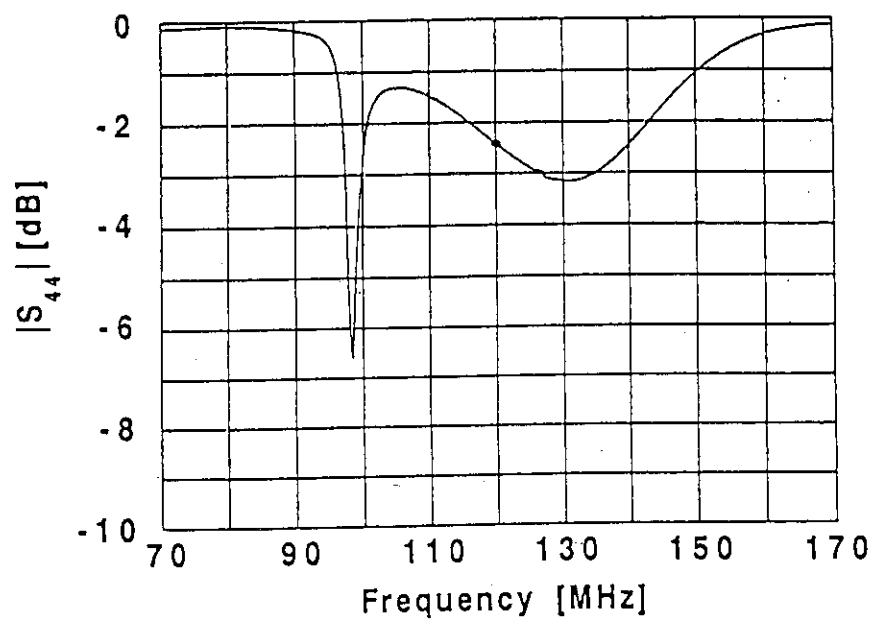


図 5.17(a) $|S_{44}|$ の周波数特性 (全ての入力端は $50\ \Omega$ 終端)

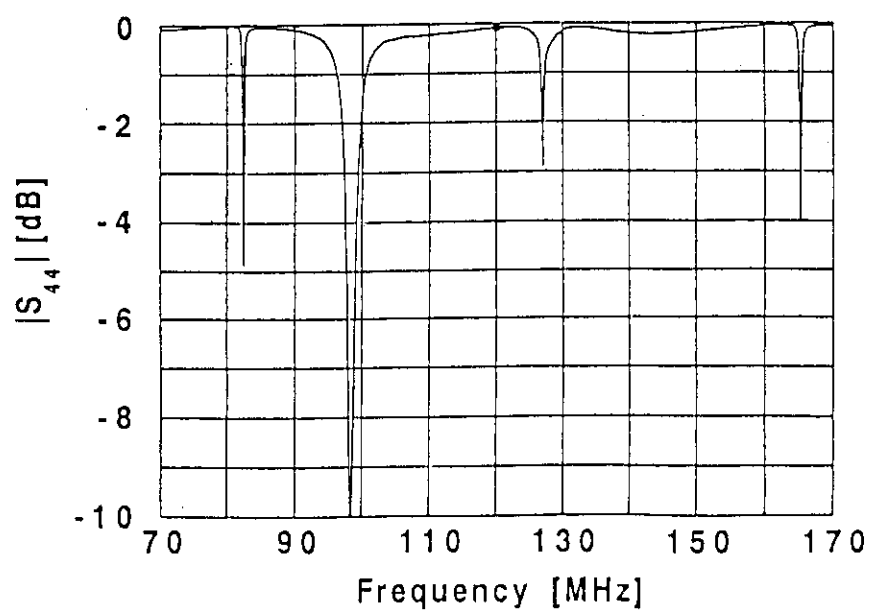


図 5.17(b) $|S_{44}|$ の周波数特性 (3系のみ入力端開放、それ以外は全て終端)

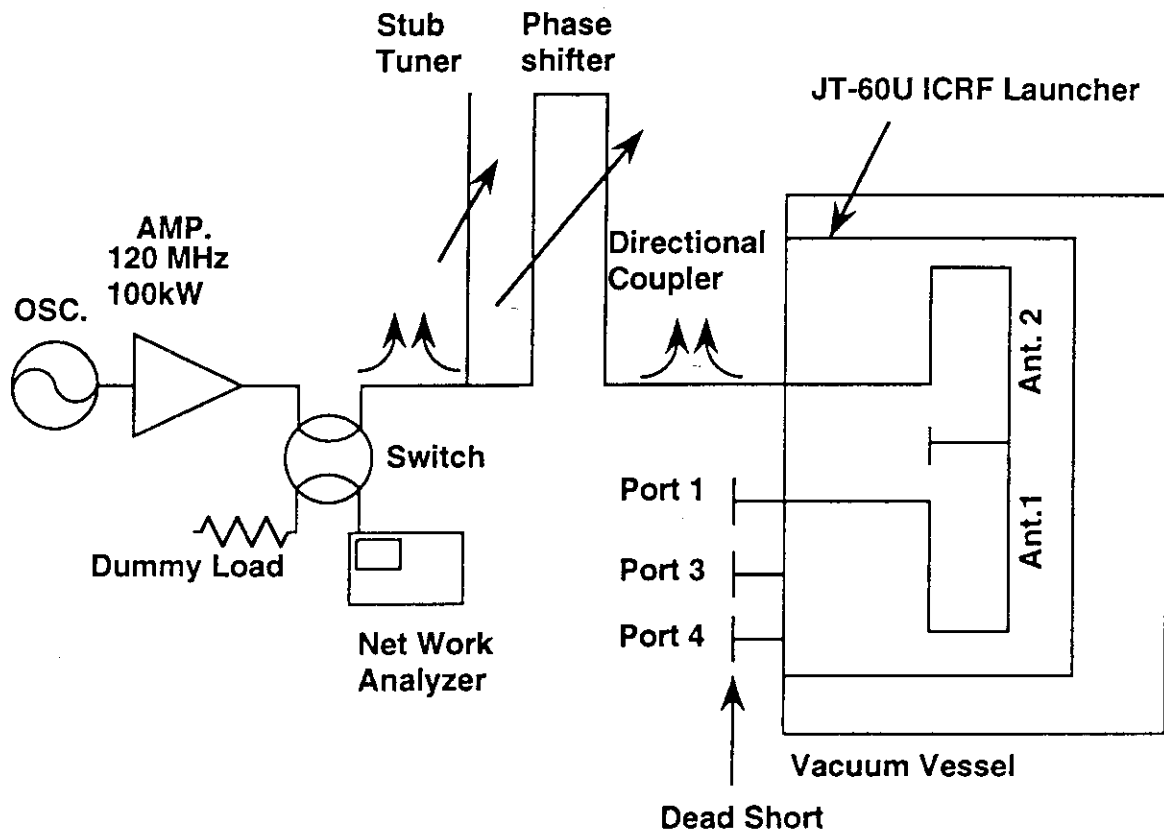


図 5.1 8 JT-60U ICRF アンテナの真空耐電力テストシステム概要図

るときに発生し[5.2]、結合抵抗を増加させる。また、プラズマ負荷では共振周波数は高いほうにシフトすることが、結合コードの計算結果から推定された。

低電力でJT-60U ICRF アンテナの高周波特性の評価を行なった後、120 MHz、100 kWの大電力による真空耐電力テストを行なった。耐電力テストを行なったシステムの概要図を図5.18に示す。増幅器から出力された高周波は切り替え器を介して整合器を経た後、4本アンテナの1本に給電される。給電されないアンテナの入力端子は全て短絡され、できる限りアンテナに高い電圧が発生できるシステムになっている。整合は1本スタブと位相器を用いた回路であり、切り替え器によりシンセサイズド発振器付きネットワークアナライザを用いて低電力で厳密に整合を合わせた後、100 kWの増幅器に切り替えて方向性結合器からのモニター信号に基づき整合を調整する。アンテナは金属キャップを被せて超高真空状態でベーキングを行ない、その後に真空エージングを行なった。

アンテナと整合器間の定在波の最大電圧は、30 kV、1秒間、または38 kV、1ミリ秒間にまで達した。短パルスでの上限38 kVは、増幅器の最大出力とアンテナ整合器間の回路損失によって決まっていた。また、アンテナに施したカーボンコーティングは、アンテナ部での高周波損失による温度上昇にともなって徐々に剥離し、落下した後も放電を引き起こしパルス幅の上限を与えていた。しかし、エージング中に落下したカーボンフレークは放電により徐々にパウダー化し、耐電圧は容易に回復した。エージングはこの現象の繰り返しであったため、カーボンの剥離による放電を抑制するため、アンテナおよびファラデーシールドに施された厚いカーボンコーティングを除去し、剥離しない程度の薄いカーボンコーティングを行なった後、JT-60Uの真空容器に据え付けた。

5.7 まとめ

加熱効率の良い(π , 0)モードでアンテナとプラズマ間距離を従来よりも広くとった状態で加熱でき、整合調整も容易なアンテナの製作を目的として、JT-60U ICRFアン

テナの設計製作を行った。まず、モックアップアンテナの高周波特性試験によりアンテナ間の金属仕切り板によるアンテナ間結合の抑制効果の確認を行った後、結合コードによって最適設計を行った。最終的に製作されたアンテナは JT-60と同様な 2 段 2 列アンテナであるが、トロイダル方向の結合は-30dB程度まで抑制されていた。しかし、ポロイダル間の結合はアンテナの幅が広がった為に、かえって強くなり-4dB程度になった。また、詳細な高周波特性試験の結果、いくつかの共鳴周波数が確認され原因も解明された。トカマク本体に設置する前に最終的にアンテナの耐電力試験を行った。その結果、アンテナと整合器間の定在波の最大電圧は、30 kV、1 秒間、短パルスでは 38 kV、1 ミリ秒間までの耐圧が確認できた。

参考文献

- [5.1] Majeski, R., Probert, P.H., Tanaka, T., Diebold, D., Breun, R. et al., Fusion Engineering and Design **24** (1994) 159.
- [5.2] Saigusa, M., Fujii, T., Kimura, H., Moriyama, S., Annoh, K., et al., "Electrical Design and Test of ICRF Antenna for JT-60U", Fusion Engineering and Design, **24**, 47 (1994) .
- [5.3] 三枝幹雄、木村晴行、藤井常幸、小林則幸、森山伸一 他 4 名、"JT-60U用 ICRFアンテナの設計"、JAERI-M 89-105, (1989).
- [5.4] Saigusa, M., Kimura, H., Fujii, T., Kobayashi, N., Moriyama, S., et al., "Dependence of coupling resistance on toroidal wave number spectrum during H-mode discharge", JAERI-M 88-153, (1988).
- [5.5] Fujii, T., Saigusa, M., Moriyama, S., Annoh, K., Shinozaki, S., et al., "Mechanical Design and Analysis of JT-60U ICRF Launcher", Proc. IEEE 14th Symp. on Fusion Technology, (San Diego), Vol.1, 107 (1991).

第6章 JT-60U ICRF加熱実験

6.1 はじめに

JT-60UのICRF加熱装置は1991年春にJT-60Uが運転を開始した1年後の1992年の春から運転を開始した。実験開始時の最大の目標は、如何にアンテナとプラズマの距離を大きく保ったままプラズマ中に速波を励起し、高効率の加熱が行えるかであった。

加熱実験はJT-60で最も高い加熱効率を得た少数イオン（軽水素イオン）の第2高調波加熱を中心に行った。実際の実験では、まずトロイダル方向のアンテナ間結合が著しく減少したため、アンテナのインピーダンス整合が容易になった。また、JT-60の末期に追加された周波数フィードバック制御機能によりショット中にプラズマ負荷が変化した場合でも整合を保てるようになった。アンテナ間の位相制御は真空中でもアンテナ間に90度位相差を付けて整合がとれ、非対称な位相でも整合が可能になった。また、加熱効率の高い $(\pi, 0)$ モードにおいて最大入射電力は7MWに達し、長パルス運転でも5MW以上で3秒、3.2MWでは5秒間の加熱実験が比較的簡単に行えるようになった。

本章では、まずこの高性能アンテナの結合特性について述べ、次に加熱に伴う放射損失の増加の抑制について述べた後、JT-60UにおけるICRF加熱実験結果について述べる。そして更に、高速イオンによる鋸歯状振動の安定化の物理的機構について説明した後、少数イオンのICRF加熱を用いて行った鋸歯状振動の安定化の研究について述べる。

6.2 JT-60Uのアンテナ結合特性

アンテナは設計どおりに非常に大きい結合特性を有し、世界に例を見ない高性能アンテナとなった。[6.1]、[6.2] 図6.1にアンテナ1本当りの結合抵抗の平均電子密度依存性を示す。○はファラデーシールドとセバトリックス間距離が12～14cmの時の $(\pi, 0)$ モードの結合抵抗を、●はファラデーシールドとセバトリックス間距離が25～27cmの時の $(0, 0)$ モードの結合抵抗を表す。加熱効率の良い $(\pi, 0)$ モードでの結合抵抗は、非常に広い密度領域($\bar{n}_e = 1 \sim 5.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$)でほぼ一定であり、その値自身は大電力加熱実験に必要な2Ωをはるかに越える3.5～6Ω

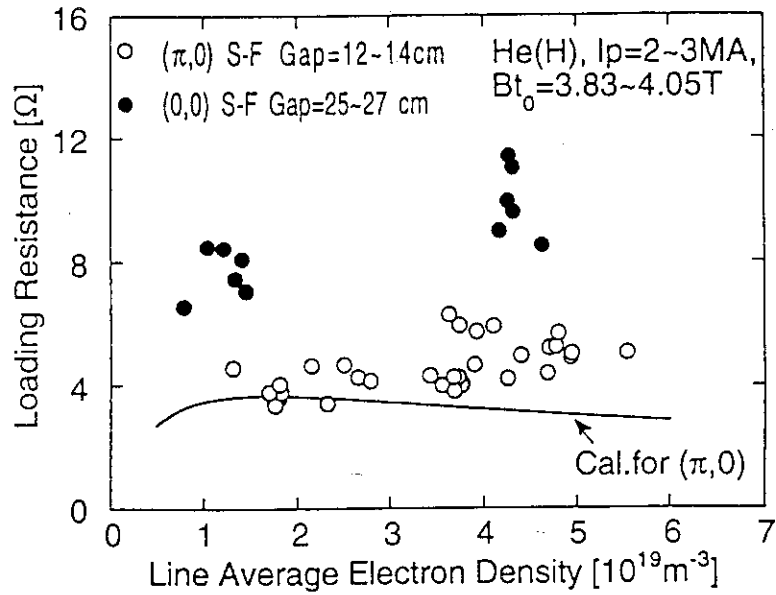


図 6.1 アンテナ 1 本当りの結合抵抗の平均電子密度依存性

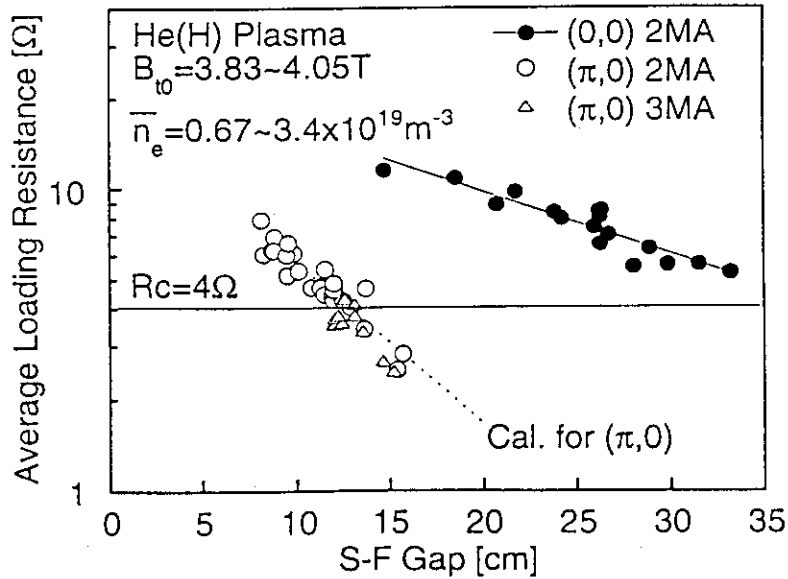


図 6.2 結合抵抗のセパトリックスとファラデーシールド間距離依存性

程度の値をファラデーシールドとセパトリックス間距離が12～14 cmと言う非常に長い距離で実現した。この実験結果は実線で示す結合コードにより求めた値ともほぼ一致し、設計の最適化が第一目的を達成したことを表している。また、(0, 0)モードの場合には、高密度ほど結合抵抗が大きく、その値自身は従来では考えられないようなファラデーシールドとセパトリックス間距離が25～27 cmと言う距離で、7～11 Ω 程度の非常に大きい結合抵抗を得ることができた。このように結合の大きいアンテナであったため、アンテナ前面でのリップル捕捉イオン(JT-60Uの磁場のリップルはアンテナ前面で2～3%と大きい)のトロイダルドリフトによるファラデーシールドへの熱入力の低減を目的として、ファラデーシールドの先端を第一壁から約3 cm後方に引いた状態で運転を行った。

次に、(0, 0)および(π , 0)モードにおいて、プラズマをアンテナからどこまで離して実験が行えるかを確認するために、高速イオンが十分に閉じ込められる大電流プラズマで、結合抵抗のセパトリックスーファラデーシールド間距離依存性を調べた。図6.2にプラズマ電流が2～3 MAの時の結合抵抗のセパトリックスーファラデーシールド間距離依存性を示す。JT-60Uの結合抵抗の絶対値はJT-60のものより遥に大きい、定性的には同じ傾向を示し、(0, 0)モードの方が(π , 0)モードよりも結合抵抗が大きく、またセパトリックスーファラデーシールド間距離依存性も緩やかである。大電力加熱実験を行う際に整合が取りやすく、耐電圧的にも余裕のある4 Ω 程度の結合抵抗を得ることのできるセパトリックスーファラデーシールド間距離は、プラズマ電流が2 MA程度で(0, 0)モードで33 cm、(π , 0)モードで13 cmであり、

結合抵抗はプラズマ電流に大きく依存しているため、1 MAの(0, 0)モードでは50 cm離しても、4 Ω 以上の結合抵抗が得られた。

結合抵抗のアンテナとプラズマ間距離依存性は、エバネセント領域(プラズマの波動に関しては伝搬定数が実数の領域をこのように呼ぶ)での電磁界の減衰により、およそ

$$\exp[-2\sqrt{k_z^2 + k_y^2 - k_0^2} \cdot x] \cdots \cdots (1)$$

で与えられる。ここで、 x は小半径方向の座標、 k_0 、 k_z 、 k_y はそれぞれ自由空間の波数、アンテナが励起した波数ベクトルの z 方向の成分と y 方向の成分を表す。いま、アンテナ電流は y 方向に同相であるからアンテナ長は等価的に 64 cm となり、 z 方向のアンテナ間隔 44 cm に対して長く、特に $(\pi, 0)$ モードの場合には z 方向に隣接するアンテナ電流は逆相なので、 $k_z^2 \gg k_y^2$ が成り立つ。ここで、トロイダル方向の屈折率と波数の関係は、 $N_z = c \cdot k_z / \omega$ であり、

$$\exp[-2\sqrt{N_z^2 - 1} \cdot x] \cdots \cdots (2)$$

の関係式がもとまる。実際に結合している N_z スペクトルの値はグラフの傾きから (2) 式に従って求めることができ、 $N_z \sim 2.8$ 程度となった。この値は結合コードによる予測 ($N_z \sim 3$) とほぼ一致する。

(0, 0) モードの場合は、仕切り板を考慮した結合コードの計算モデルの限界により、必ずファラデーシールドよりもアンテナ間の仕切り板の先端がプラズマに近づくため、仕切り板に流れる電流が過大評価となり、励起される波数スペクトルは実験値よりも高くなる。そのため、仕切板を無視したコードを用いて結合しているスペクトルの評価を行うと $|N_z| < 2$ となった。(0, 0) モードの場合は N_y を無視できず、原理的に結合抵抗のうち $|N_z^2 + N_y^2| < 1$ のスペクトルはカットオフにならない。図 6.2 の傾きからもとまる $\sqrt{N_z^2 + N_y^2}$ の値は約 1.4 となり、これは、アンテナがプラズマから遠ざかるにつれ結合できなくなっていくスペクトルの平均値を表している。

次に、金属仕切り板の効果を評価するために、図 6.3 に左右のアンテナの結合抵抗のトロイダル位相差依存性を示す。実験に用いたプラズマパラメータは、プラズマ電流が 1.6 MA で、少数イオンの第 2 高調波による中心加熱の磁場 (真空容器の機械的中心で 4.05 T)、セパトリックスーファラデーシールド間距離は 12 から 13.5 cm であり、平均電子密度は $0.6 \sim 0.77 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ と ICRF 加熱実験が可能な下限に近い値である。アンテナ結合抵抗は、トロイダル方向の結合抵抗のアンバランスによる複雑さを除去するため、第 12 セクションの 4 本アンテナ (No.5, 6, 7, 8) の平均値 (●) とアンテナ

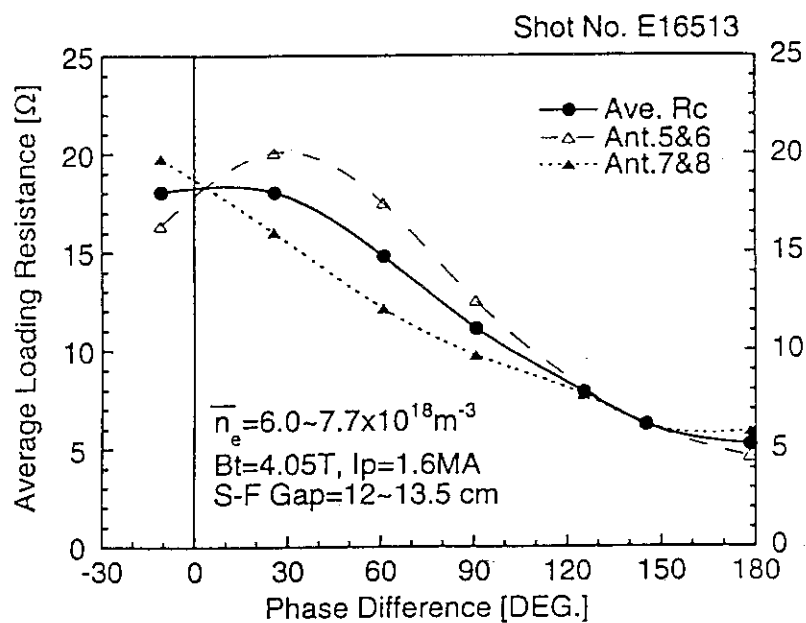


図6.3 左右のアンテナの結合抵抗のトロイダル位相差依存性

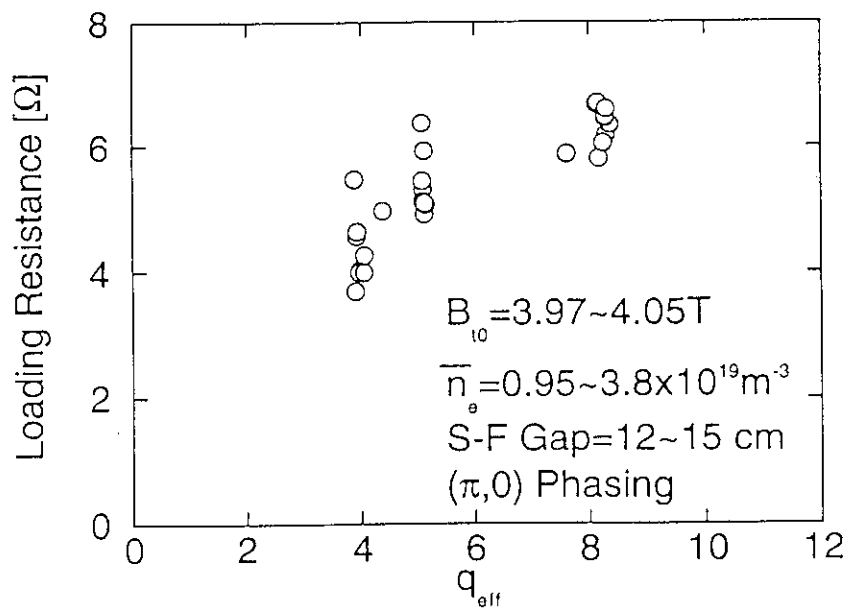


図6.4 結合抵抗のプラズマ表面の安全係数依存性

ナの正面に向かって左の2本のアンテナの平均値 (No.5と6の平均値: Δ) および右の2本のアンテナの平均値 (No.7と8の平均値: $\blacktriangle$) をプロットした。4本の平均値はトロイダル方向の位相差0度で最大値 $18\ \Omega$ となり、 180 度で最小値 $5\ \Omega$ となった。これはJT-60の実験結果と定性的に同じであり[4.6]、理論とも矛盾しない。しかし、左右それぞれのアンテナの結合抵抗は、 180 度位相差で最小となり、 30 度または -30 度付近で最大となった。また、JT-60では 90 度付近で最大となった左右のアンテナ間の結合抵抗の差は 90 度付近ではなく 60 度付近で最大となった。この原因は、JT-60のICRFアンテナではトロイダル方向のアンテナ間結合はプラズマ中を通らない磁場成分がほとんどであったが、JT-60U ICRFアンテナではトロイダル方向のアンテナ間結合が仕切り板で抑制されているため、主に、プラズマ中を伝搬してアンテナ間で結合しているためと考えられる。即ち、位相差の小さい場合には、プラズマ中を伝搬できる N_z の低い波を励起するためアンテナ間の結合が大きくなり、位相差の大きい場合には、プラズマ中を伝搬しにくい N_z の比較的高い波を励起するためアンテナ間の結合が減少し、本来 90 度付近で最大になる結合抵抗の差が 60 度付近で最大になる訳である。このように、 $(\pi, 0)$ 付近でそれぞれのアンテナの結合抵抗が極小値を持つようなアンテナでは、加熱効率の良い $(\pi, 0)$ モード付近でアンテナ間位相差が多少狂っていても整合には余り影響がなく、プラズマ負荷の変動に影響をうけないという利点がある。

JT-60U ICRFアンテナの結合特性は他に例を見ないほど良好であるが、その理由のひとつには励起する N_z スペクトルが3程度と低いためカットオフ密度が低いことがある。しかし、カットオフ面がスクレープオフ層中にあることは、結合抵抗が大きい半面、磁力線の連結距離によってスクレープオフ層の状態が変化すると、結合特性が変わる欠点がある。図6.4に結合抵抗のプラズマ表面の安全係数依存性を示す。結合抵抗は安全係数とともに増加し、 $q_{\text{eff}} > 5$ で飽和している。連結距離は安全係数に比例するため、連結距離長くなるに従って、磁力線に垂直方向の拡散によってスクレープオフ層の電子密度のe-folding lengthが長くなり、実効的にカットオフ層がアンテナに近づいたと考えられる。

以上、大きな結合抵抗を得るためのアンテナ設計は、十分に成功を収めた。磁力線の連結距離が短くスクレープオフ層中の電子密度がシャープに落ちる大電流プラズマ（低 q 放電）でさえ、良好な結合特性を得た。そして、実効的な表面の安全係数（ q_{eff} ）が2.7という低 q 放電（プラズマ電流=4MA、トロイダル磁場=4 T）にNBIとICRFの複合加熱実験を行い、Edge localized mode（ELM）の無いHモードを発生させ、ファラデーシールドからセパトリックス（ダイバータ配位でのプラズマ表面に相当）までの距離を15 cm離れた状態で、装置の定格出力5 MWでの加熱実験に成功した[6.3]。この距離は、ITERにおけるプラズマとファラデーシールド間距離として適当と考えられる15 cm程度をほぼ達成しており、結合抵抗が減少するELMの無いHモードでも遠隔からのICRF加熱が十分に可能であるという実証として、非常に重要な意味を持つ。

6. 3 ICRF加熱に伴う放射損失の増加

ICRF加熱の問題点の一つである加熱時の放射損失の増加率（ $\equiv$ プラズマからの放射損失の増加分 / ICRF入射電力）は、初期のJT-60のICRF加熱実験では180～220%程度であったが、カーボン化後には30%程度にまで低減された。加熱時の放射損失の原因としては、アンテナ近傍の強いリアクティブな高周波電磁界によるイオンスパッタ、中心部でのイオンサイクロトロン共鳴による吸収が弱いときに相対的に大きくなる周辺での高周波の減衰機構（パラメトリック不安定性等）に関係した周辺の電子温度の上昇を伴う不純物の発生、ファラデーシールド付近でのRFシースなどが考えられるが、JT-60Uでは、水平ポート2個のアンテナ開口部の面積をJT-60の6倍にすることによりアンテナ近傍の高周波電磁界を低減させ、アンテナ近傍の高周波電磁界が原因となる不純物の発生の抑制を目指した。更に、第一壁及びアンテナ周辺も全てカーボン化したため、放射損失の増加率は高電力実験時に10%以下にまで低減することができた[6.4]。

図6.5に放射損失の増加率（ $\Delta P_{\text{rad}}^{\text{main}} / P_{\text{IC}}$ ）とICRF入射電力（ P_{IC} ）の関係を示す。イオンに加熱されやすい N_2 スペクトルを励起する（ π 、0）モードの場合、吸収の強い中心加熱の配位（ $B_t = 3.97 \sim 4.05 \text{ T}$ ）では、ヘリウムプラズマでも重水素プラズマでも入

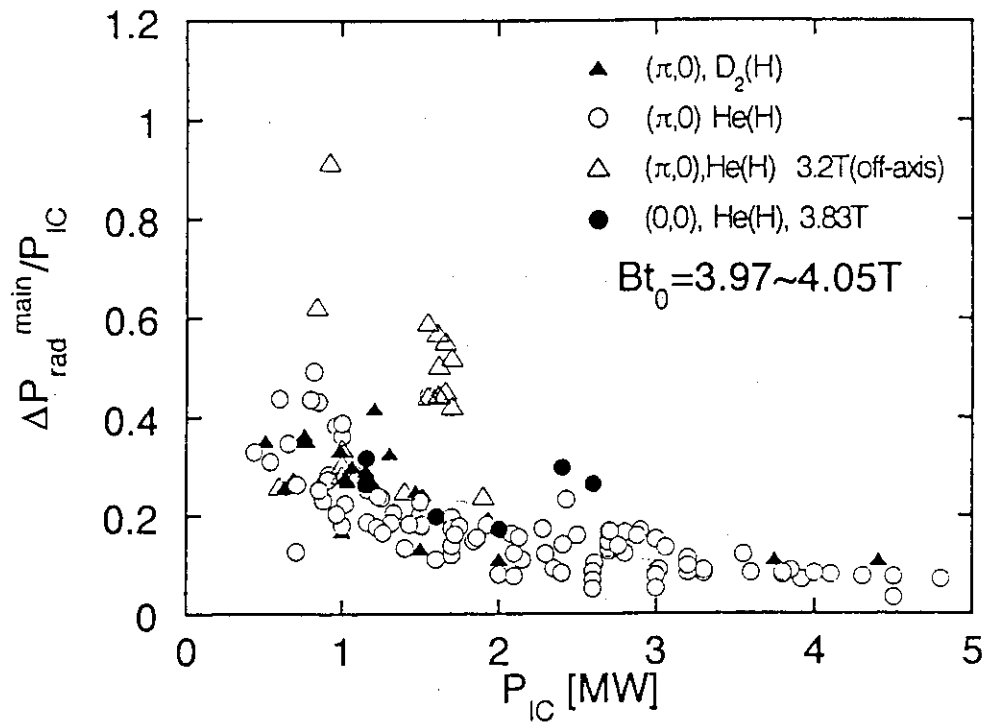


図 6.5 放射損失の増加率とICRF入射電力の関係

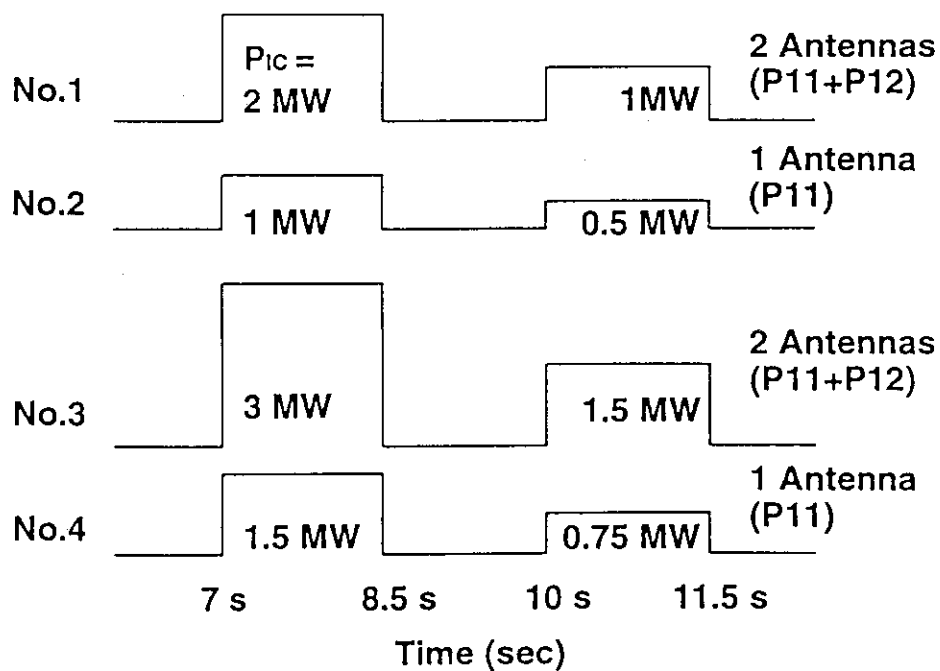


図 6.6 放射損失の電力依存性の原因を調査するための実験シーケンス

射電力の増加に伴って放射損失の増加率は減少し、4 MW以上では10%以下となる。一方、吸収の弱い周辺加熱実験 ($B_t=3.2T$) での加熱に伴う放射損失の増加率は大きく、入射電力が1.5 MWの領域で20~60%程度に達する。また、吸収が更に弱い (0, 0) モードの場合は中心加熱の配位 ((0, 0) モードでは $B_t=3.83T$) でも明らかに (π , 0) モードに比べて放射損失の増加率が高かった。

この放射損失の増加率がICRFの入射電力に依存する原因としては、3つの可能性が考えられた。一つは、速波は高速イオンに吸収され易いため、ICRF入射電力の増加に伴って高速イオンが増加し、速波のプラズマ中心付近での吸収が改善される現象であり、これにより壁周辺部での速波の吸収が相対的に減り、壁からの不純物の増加が抑制される。また、この機構では、周辺加熱 ($B_t=3.2T$) や吸収の弱い (0, 0) モードでの加熱実験時に放射損失の増加率が比較的大きいことにも説明できる。そして、もしこの機構が原因であれば、放射損失の増加率は入射電力の増加に伴って減少し、速波の吸収が100%程度に達した付近で一定になるはずである。

2番目の可能性は高周波特有の放電であるマルチパクタ放電である。マルチパクタ放電[6.5]は高周波特有の放電であり、対向する二つの面 (磁場がある場合は1つの面でも発生可能) の片方の面に高周波電界によって加速された1個の電子が衝突して1個以上の2次電子を放出する場合に、2次電子がちょうど向きが変わった高周波電界によって逆方向に加速されもう一つの対向電極に衝突し、更に多くの2次電子を放出し、これを繰り返すことにより電子数は増大し、放電は成長することができる。この放電は周波数と電極の間隔に応じてある特定の電圧領域でのみ発生し、それ以上の電圧では発生しなくなる少し変わった放電であり、衝突する面の2次電子放出能が1以上の時のみ発生し得る。我々のシステムでは、アンテナ1本当たり数十kW程度の領域でマルチパクタ放電が起きることが確認されているが、表面のコーティングやエージングによりある程度押さえることができる。このマルチパクタ放電が穏やかに続いた場合、第一壁から不純物を混入させる可能性がある。この場合、放電は高周波電圧に依存し、高電圧では放電が起きないため、実験で得られた電力依存性を電圧依存性と考えれば説明できる。

もう一つの可能性は、エージング効果である。通常の実験では、アンテナからの放出ガスが、高周波電界でアーク放電を起こさないように、入射電力は低い値から高い値へと徐々に上げながら、整合調整を行うのが一般的である。この際、アンテナ及びその近傍の第一壁からは、表面に吸着したガスが放出されるため、低電力でのエージング時に大部分の吸着ガスが放出され、大電力では比較的クリーンな状態で実験が行えたとも考えられる。この上記3つの理由のうち何が最も重要な役割をはたしているかを確認するために、図6.6に示す様な運転シーケンスで、実験を行った。即ち、全ての放電で2パルスのICRFパルスを入射し、初めのパルスを後ろのパルスよりも大電力にすることにより、エージング効果による電力依存性を逆にした。つぎに、放射損失の増加率が電力に依存するのか、電圧に依存するのかを確認するために、使用するアンテナの本数をNo.1とNo.3の放電では8本（全アンテナ）、No.2とNo.4の放電では4本（P-11ポートのアンテナのみ）にし、同一電力で異なる電圧か、同一電圧で異なる電力の運転を行った。

実験時の不純物と放射損失の増加率とICRF入射電力の関係を図6.7に示す。実験結果では、放射損失の増加率は明らかにアンテナ電圧ではなくてICRF入射電力に依存していた。また、この実験を行う前に十分にエージングを行った上で実験を行ったため、少なくとも1ショット中での放射損失に対するエージング効果は、電力依存性に比べはるかに影響が小さいことが判った。ICRF加熱に伴う不純物の発生は、分光測定によりカーボン (C^{+5})、酸素 (O^{+7})、ニッケル (Ni^{+24})、ボロン (B^{+4})、鉄 (Fe^{+22}) 等を観測していたが、放射損失の増加と相関が見られたのは、主にカーボン (C^{+5})、ニッケル (Ni^{+24})、ボロン (B^{+4}) の3つの元素であった。このうちカーボンは第一壁周辺から、ニッケルはファラデーシールドを構成するインコネル625から、ボロンは、酸素不純物を抑制する目的で行われた真空容器内のボロン処理が発生原因と考えられる。

以上の実験結果より、放射損失の増加率がICRF入射電力に依存する現象は、速波の吸収が高速イオンの密度の増加に伴って改善されることに起因すると考えられるが、1次元 quasi-linear Fokker-Planck コードによる解析でも定性的に同様な結果を得た。計算に用

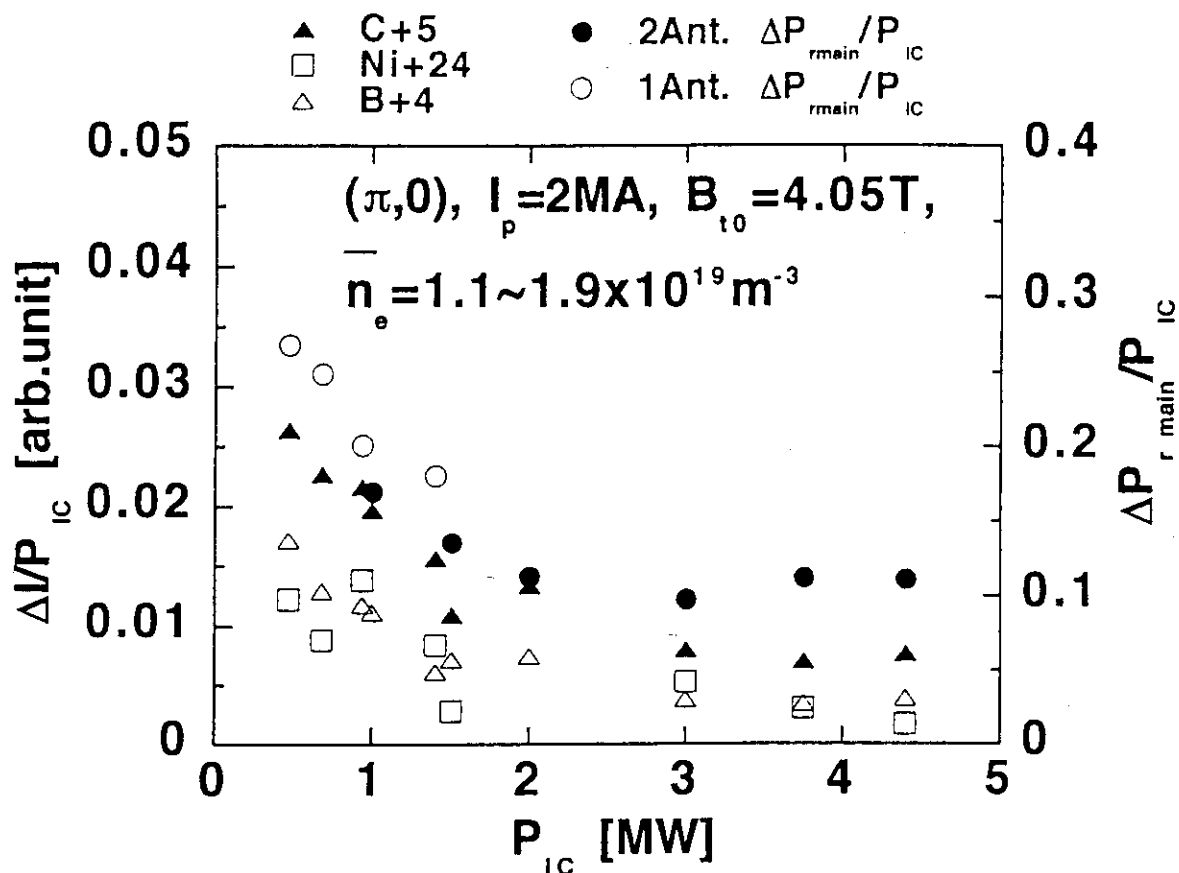


図 6.7 実験時の不純物と放射損失の増加率とICRF入射電力の関係

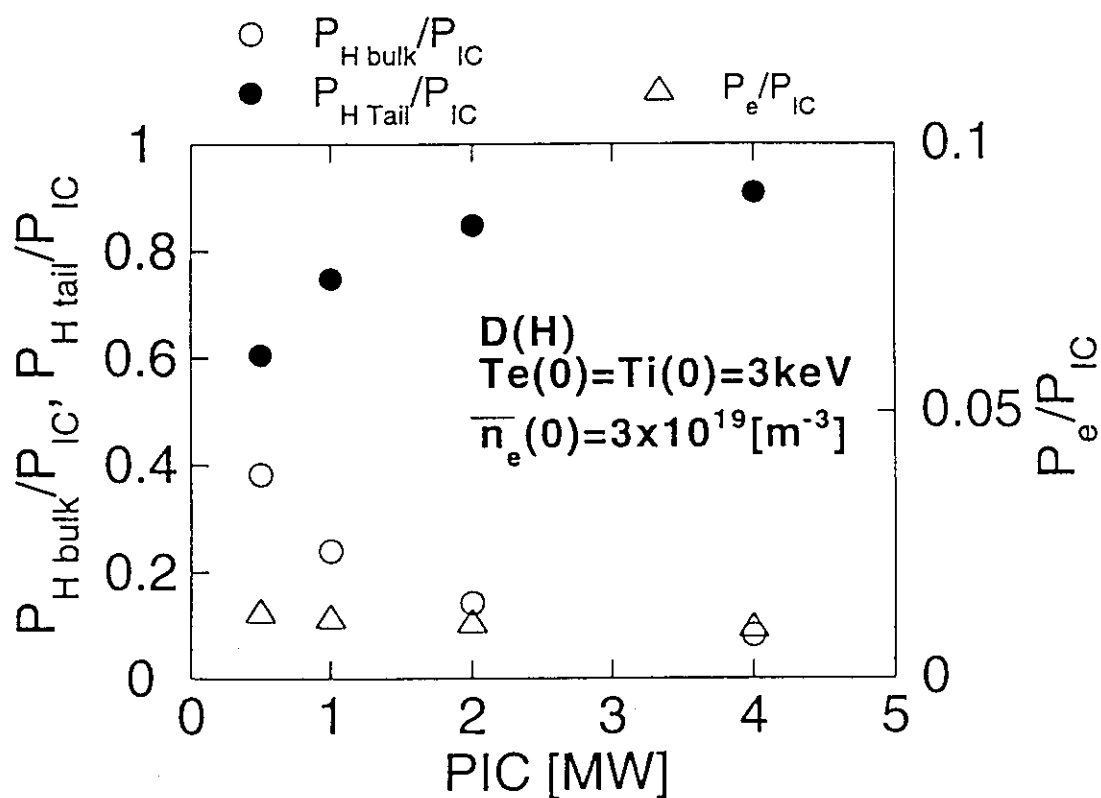


図 6.8 1次元 Fokker-Planck コードによる各吸収項のICRF入射電力依存性

いたプラズマパラメータは、重水素プラズマに10%の軽水素を少数イオンとして混入され、中心の電子温度とイオン温度は3 keVで2乗分布でセパトロックスでは0.3 keVになるとした。実際の加熱実験では、入射された高周波電力の一部は周辺部でのパラメトリック不安定性等により吸収され、閉じ込めの悪いプラズマ加熱にも費やされる。しかし、コードによる計算では、入射された高周波電力は、中心部の温度の高い領域にある共鳴層でバルクイオンに吸収されるか、電子ランダウ減衰で電子に吸収されるか、ICRF自身によって加速されたテイルイオンに吸収されるか、第一壁の高周波損失によって吸収されると仮定している。1次元 Fokker-Planck コードによる各吸収項のICRF入射電力依存性を図6.8に示す。このパラメータ領域での速波のバルク電子やイオンによる吸収は弱く、最も吸収の大きい高速のテイルイオンによる吸収項の割合が大きくなることは、吸収率その物が大きくなっていることを示す。高速のテイルイオンの吸収項の割合は入射電力2 MW程度で飽和し、更に緩やかに上昇しており、定性的に放射損失の電力依存性とほぼ一致している。この計算結果により、放射損失と不純物の増加率が高周波入射電力の上昇とともに減少する現象が、ICRF加熱によって加速された高速イオンの増加に伴う吸収率の向上で説明できることが判った。

6. 4 JT-60U ICRF加熱特性

JT-60U ICRF加熱実験は、主に $(\pi, 0)$ モードと $(0, 0)$ モードを用いて、重水素（又はヘリウム）プラズマでの少数イオン（軽水素）の第2高調波加熱を中心に実験を行った。典型的なヘリウムプラズマでの $(\pi, 0)$ モードによる少数イオン（軽水素）の第2高調波加熱の放電波形を図6.9に示す。主なプラズマパラメータは、プラズマ電流3 MA、実効的な表面の安全係数 $q_{\text{eff}}=3.5$ 、ICRF加熱入力4.8 MWであり、ICRFパルス中の線平均電子密度 $(\bar{n}_e)$ は約 $4.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ でほぼ一定である。ICRFによる少数イオンの加速によって、8.3秒から9.5秒までの約1.2秒間、鋸歯状振動が安定化されており、その効果でプラズマ中の蓄積エネルギー (W_{DIA}) が通常のLモードより25%程度増加している。電子サイクロトロン放射で測定している中心部の電子温度

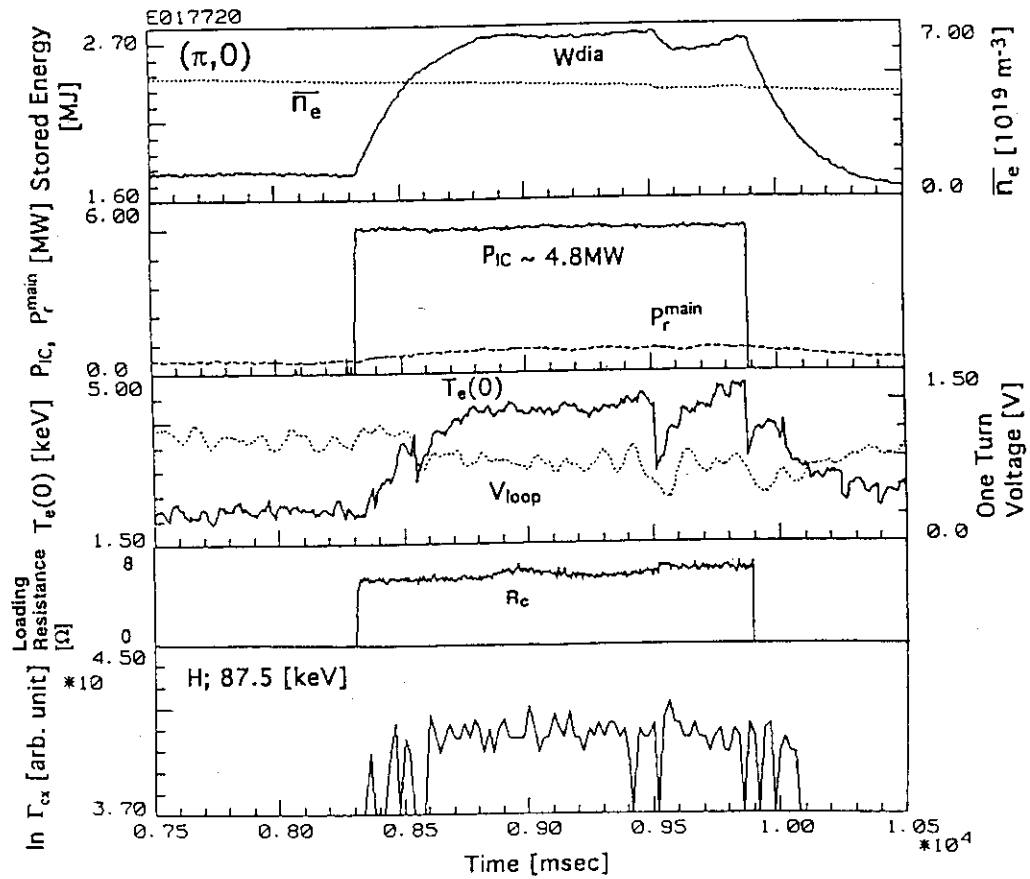


図 6.9 典型的な $(\pi, 0)$ モードでの少数イオンの第2高調波加熱の放電波形
(プラズマ電流=3 MA)

(Te(0)) は、2.1 keVから4.6 keVまで局所的に加熱されている。加熱に伴う放射損失 (P_r^{main}) の増加は0.35 MW (ICRF入射電力の7.3%) に過ぎず、プラズマ中心部での速波の吸収が強いため、周辺部からの不純物の混入が抑制されていることが判る。

ICRF加熱中、電子温度の上昇に伴うプラズマの電気抵抗減少のため、プラズマの周回電圧 (V_{loop}) は22%程度減少しており、それに伴って減少するオーミック加熱電力を考慮して τ_E^{inc} を求めると230 ms程度となった。アンテナ結合抵抗 (R_c) の時間変化は少なく、整合回路の調整が必要ない範囲であり、巨大鋸歯状振動の崩壊時には周辺部の電子密度が上昇するため、やや増加する現象が観測された。87.5 keVの軽水素原子の荷電交換中性粒子束は、ICRF加熱時に明らかに増加し、その立ち上がり立ち下がり時には高速イオンのSlowing-down time程度の時間遅れが観測された。

(0, 0) モードは(π , 0) に比べて結合抵抗が非常に大きく、プラズマ電流が1 MAでは50 cm程度でも大電力入射が可能であった。典型的なヘリウムプラズマでの(0, 0) モードによる少数イオン(軽水素)の第2高調波加熱の放電波形(プラズマ電流=2 MA)を図6.10に示す。(π , 0) モードの場合と異なり、ICRFパルスの入射に伴って電子密度が33%程度上昇し、それに伴ってプラズマからの放射損失も0.93 MW (ICRF入射電力の36%) 増加した。また、中心部の電子温度とトロイダル方向の周回電圧は変化せず一定であった。しかし、87.5 keVの軽水素原子の荷電交換中性粒子束は、ICRF加熱時に明らかに増加したが、ICRF加熱によるプラズマ蓄積エネルギーの上昇から、電子密度の上昇に伴う閉じ込めの改善効果を差し引いてもとめた τ_E^{inc} は40 ms程度しかなく、加熱効率が(π , 0) に比べて著しく低かった。また、(0, 0) モードを用いた加熱では、鋸歯状振動の安定化現象も観測されなかった。

図6.9で示した(π , 0) モードで加熱を行った放電と、図6.10で示した(0, 0) モードで加熱を行った放電のプラズマの磁気面のポロイダル断面図を、それぞれ図6.11(a)と図6.11(b)に示す。楕円形の実線はプローブ測定によるプラズマの磁気面を表し、最外殻の閉じた磁気面であるセパトリックス面と右の水平ポートに設置されたICRFアンテナとの位置関係が明示されている。また、縦の直線はイオンサイクロト

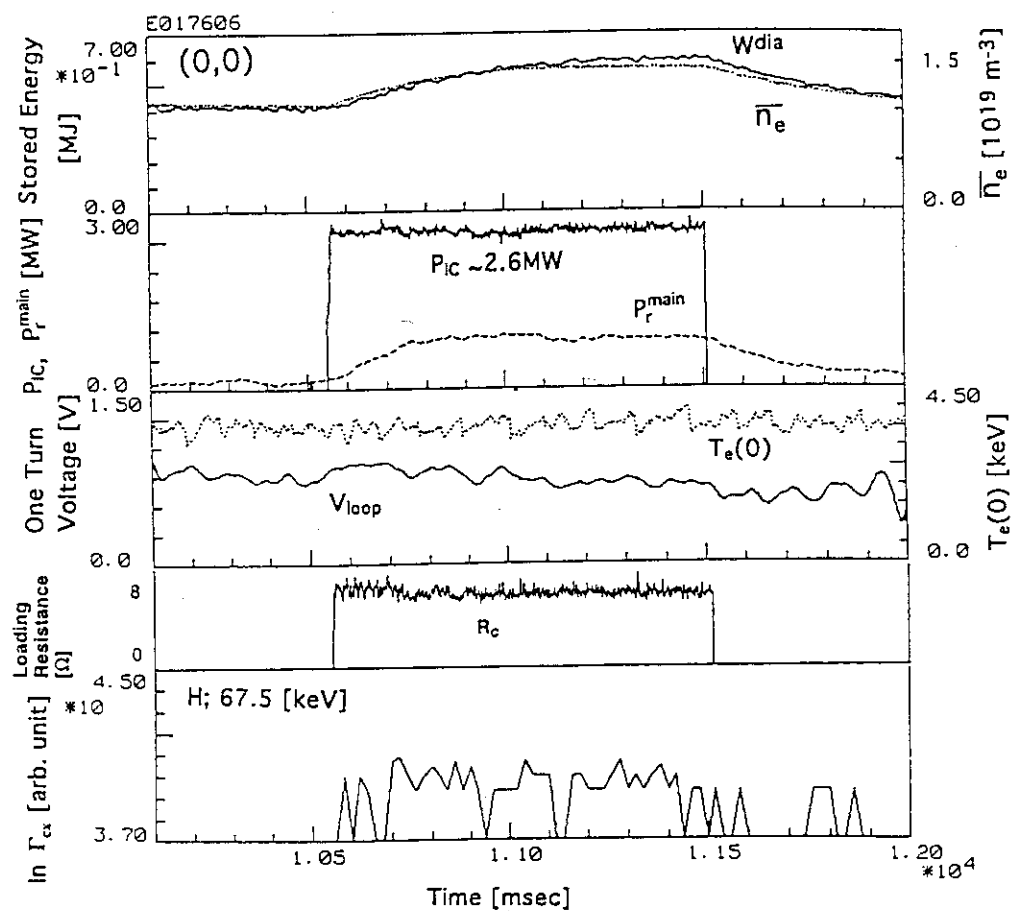
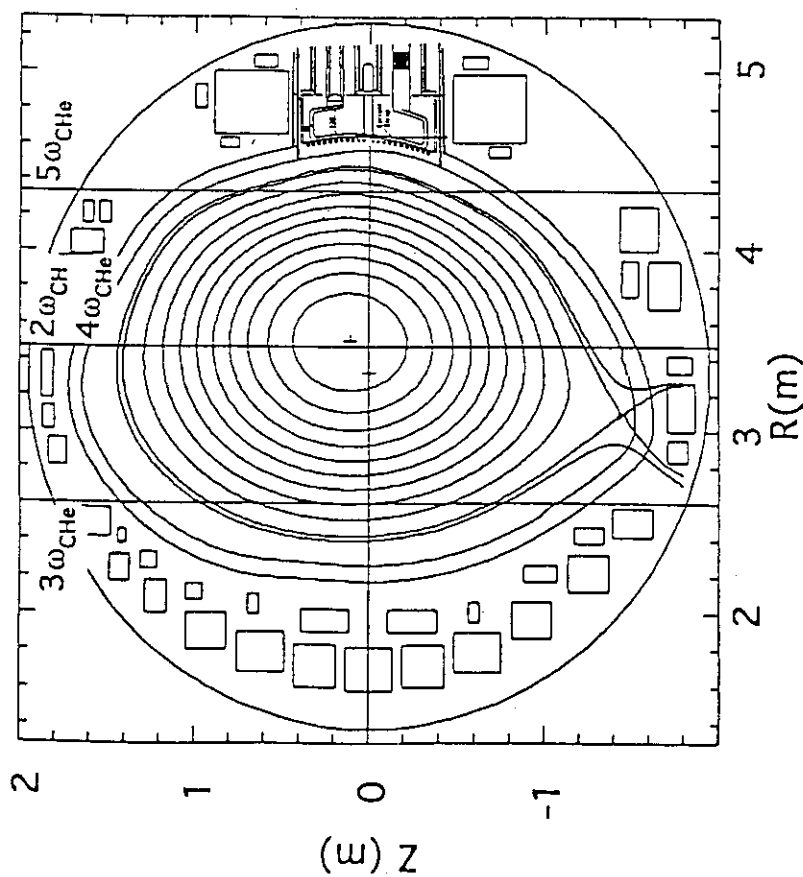


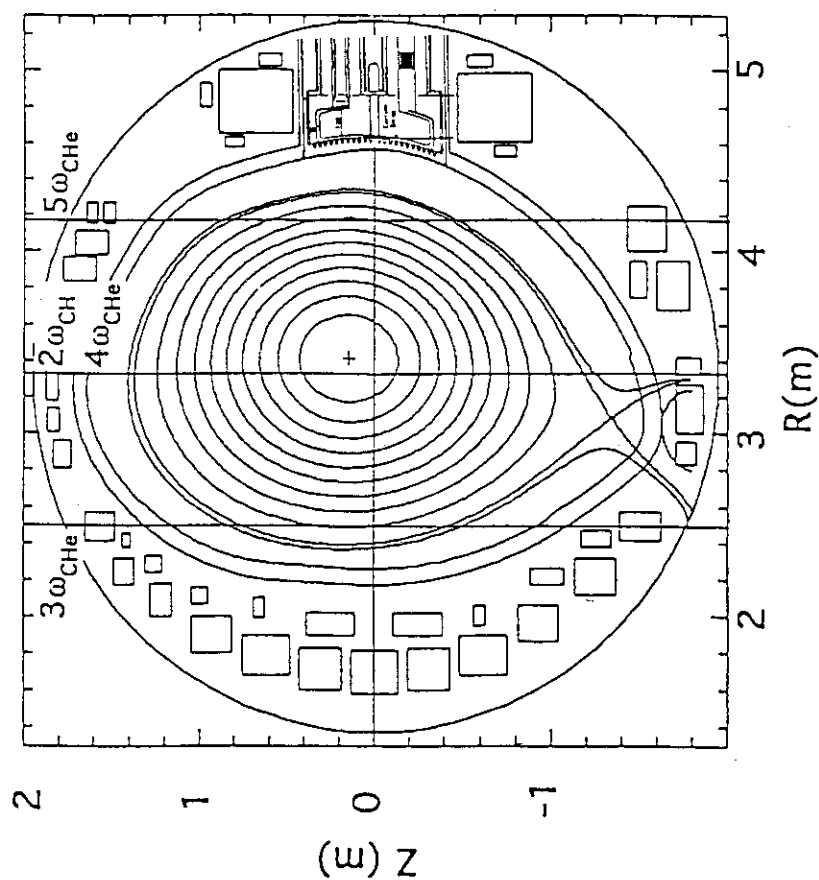
図 6.10 典型的な(0,0)モードでの少数イオンの第2高調波加熱の放電波形
(プラズマ電流 = 2 MA)

(a) $(\pi, 0)$ Phasing, Shot No. E17720,
 $I_p=3\text{MA}$, $B_{t0}=3.97\text{T}$, time=9.45sec



S-F gap ~13 cm

(b) $(0, 0)$ Phasing, Shot No. E17606,
 $I_p=2\text{MA}$, $B_{t0}=3.83\text{T}$, time=11.5sec



S-F gap ~27 cm

図 6.1 1 ICRF加熱時の磁気面配位とイオンサイクロトロン共鳴層 (図 6.9、図 6.1 0 の放電)

ロン共鳴層を表しており、どちらの配位も軽水素を少数イオンとする第2高調波共鳴層が、ほぼプラズマの磁気軸中心に位置している。 $(\pi, 0)$ モードの場合、プラズマと第一壁の間隔がほぼ全周にわたって均一になっており、将来的には非常に厳しい設計条件となる第一壁に対し、このように均一な熱負荷の配位で有効な加熱実験が行われた意義は大きい。また、 $(0, 0)$ モードの場合では、アンテナの位置する外側の第一壁からのみ大きく離れた状態で良好な結合が実現されている。このような配位は、ICRFの問題点の一つであるアンテナ先端部の熱負荷を低減するために特に有効であり、将来の核融合炉では、数十keVの高温のプラズマにより低Nzスペクトルの速波の吸収も強いいため、励起するNzスペクトルを更に下げ1~2付近にすることにより、 $(0, 0)$ モードに近い結合特性と、 $(\pi, 0)$ モードに勝る加熱特性を実現できることが予想される。

$(\pi, 0)$ モードにおける加熱実験では、6.3で述べたように放射損失の高周波入射電力依存性が観測されたが、電力吸収率（吸収電力／高周波入射電力）が高周波入射電力に依存することを実験的に確認した。図6.12に電力吸収率の高周波入射電力に依存性を示す。ここで、吸収電力はICRFパルスのターンオフ時のプラズマ蓄積エネルギーの時間変化よりもとめ、 $(P_a = dW_{dia}/dt)$ 高周波入射電力はアンテナからプラズマへの結合電力とした。電力吸収率は、3MWまで高周波入射電力に比例して上昇し、3MW以上ではほぼ100%程度の値で飽和した。データのばらつきは、ICRFによって加速された非等方的速度分布をもった高速イオンが反磁性ループによるプラズマ蓄積エネルギー測定に与える誤差が、電子密度や温度に依存しているためであろう。

図6.13に、少数イオンの第2高調波加熱における反磁性ループによるプラズマ蓄積エネルギーと総加熱入力の関係を示す。位相モードは $(\pi, 0)$ モードで、プラズマ電流は2MA、平均電子密度は $\bar{n}_e = 1.3 \sim 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ で実験を行った。○は鋸歯状振動の周期が0.5秒以内のデータで、□は鋸歯状振動の周期が0.5秒以上のデータを示す。また、他のトカマクのLモード及びJT-60UのNBI加熱との比較のためにLモードの閉じ込め則としてITER89P ($\tau_E^{ITER89-P} = 0.048 I^{0.85} R^{1.2} a^{0.3} \kappa_x^{0.5} \bar{n}_{20}^{0.1} B^{0.2} A_i^{0.5} P^{-0.5}$) [6.6]に従って"・"をプロットすると、鋸歯状振動の周期が短い放電のデータはLモー

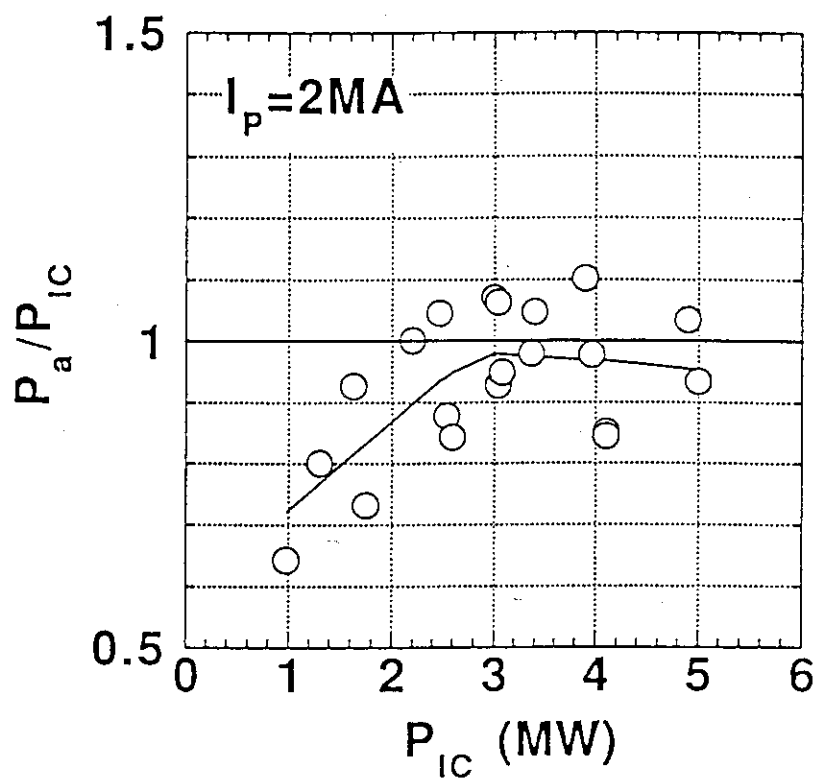


図 6.1.2 $(\pi, 0)$ モードでのICRF加熱における電力吸収率のRF入射電力依存性
(プラズマ電流 = 2 MA)

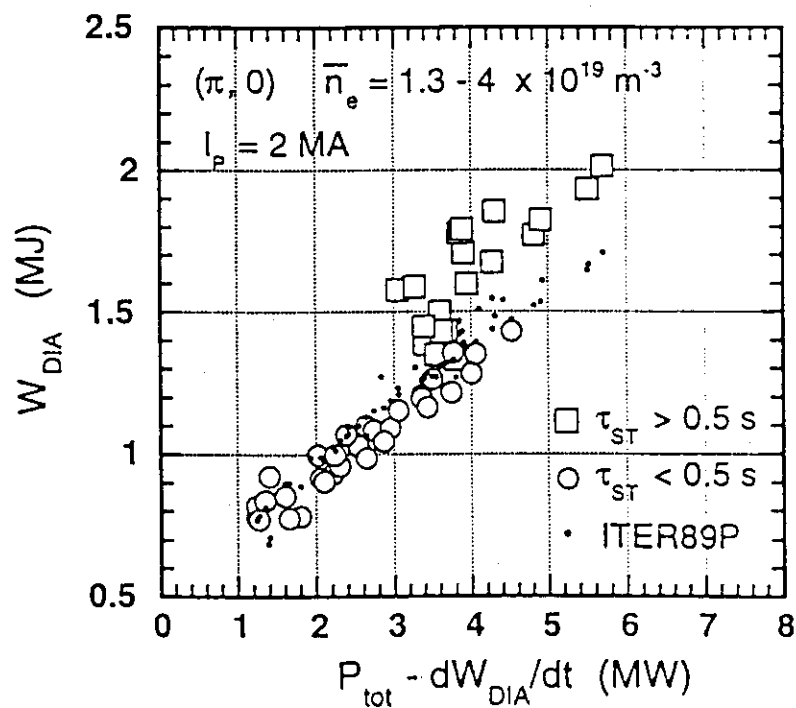


図 6.1.3 ICRF加熱時の反磁性ループによるプラズマ蓄積エネルギーと
総加熱入力の関係

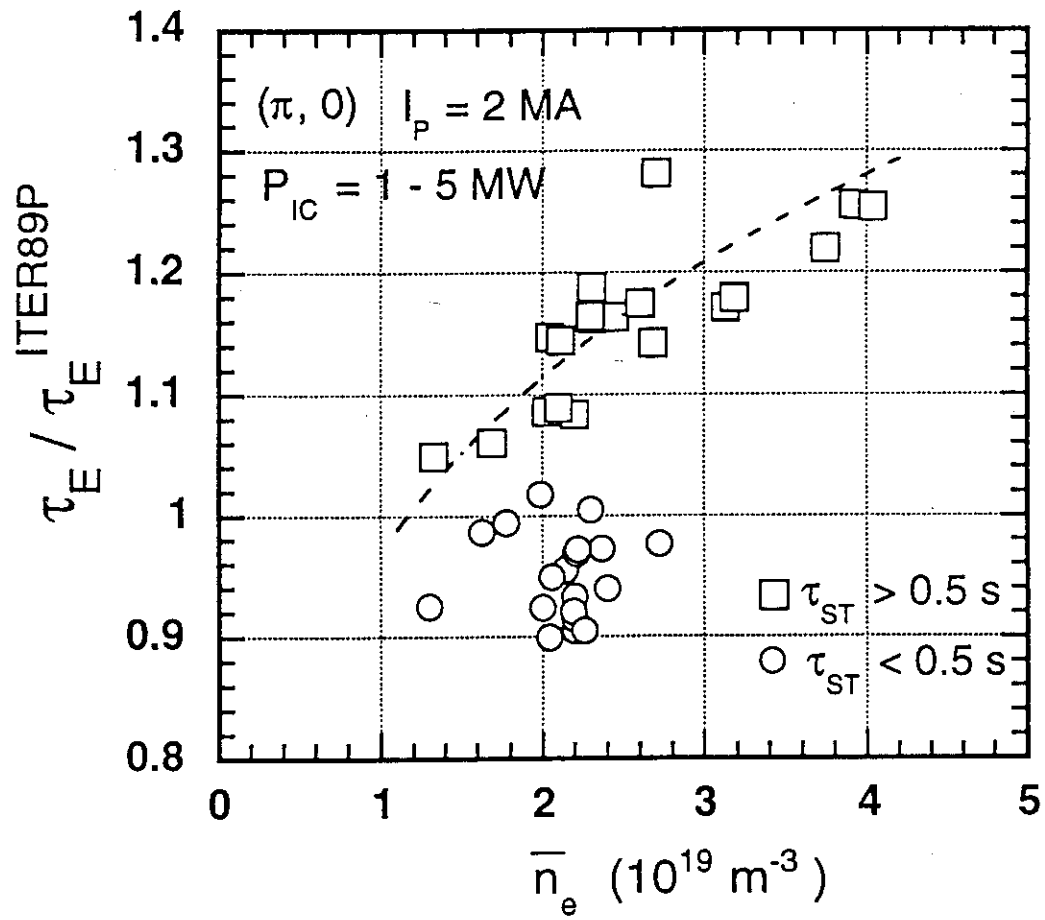


図 6.1 4 ICRF加熱時のHファクターの平均電子密度依存性

ド則とはほぼ一致するが、鋸歯状振動の周期が長い放電のデータでは、Lモード則より20～30%程度蓄積エネルギーが高くなっていることが判る。

図6.14には、少数イオンの第2高調波加熱におけるHファクター（Lモード則に対する閉じ込め時間の倍率）の平均電子密度依存性を示す。このグラフでも同様に○は鋸歯状振動の周期が0.5秒以内のデータで、□は鋸歯状振動の周期が0.5秒以上のデータを示す。このグラフでは、鋸歯状振動の周期が0.5秒以上の放電に関しては、平均電子密度の上昇に伴ってHファクターが明らかに改善される事が判る。これは、密度の上昇に伴い、ICRFにより加熱された高速イオンのslowing down time が密度に反比例して減少するため、高密度時に高速イオンの軌道損失が減少することが原因と考えられる。

6.5 高速イオンによる鋸歯状振動の安定化の物理像と理論

ICRF加熱による鋸歯状振動の安定化現象は、初めにJET[6.7]で観測され、その後、他の大型トカマク装置 TFTR[6.8]、JT-60[6.9]、JT-60U[6.4]、TORE SUPRA[6.10]で観測された。鋸歯状振動は、 $q=1$ 面付近で発生する $m=1$ のインターナルキंकモードおよび磁力線の再結合に関係した現象であるが、このような低周波の電磁流体力学的（MHD）不安定性に対する高速イオンの抑制機構は、F.Porcelliによって詳細にレビューが行われている[6.11]。ICRFの少数イオン加熱によって加速された高速イオンは、磁場と垂直方向にのみ加速されるため、トカマクのポロイダル方向の磁気ミラーによって捕捉イオンとなりやすい。この捕捉イオンはバナナ軌道を描きながら図6.15のようトロイダル方向に歳差ドリフト（precessional drift）運動をおこなう。簡単のために、バナナ軌道のターニングポイントのポロイダル角を $\pm\pi/2$ とし、磁気軸中心から捕捉イオンまでの平均半径を r_0 と仮定すると、捕捉イオンのトロイダル方向の速度は $v_{||}=\pm(\epsilon\cos\theta)^{1/2}v$ で表される。ここで $\epsilon=r/R$ であり、 R はプラズマの大半径、 v はイオンの速度である。捕捉イオンの $v_{||}$ は、弱磁場側の軌道の方が強磁場側の軌道よりも大きいので、バナナ軌道1周期（ τ_b : bounce time）の間にバナナ軌道の中心がトロイダル方向に移動

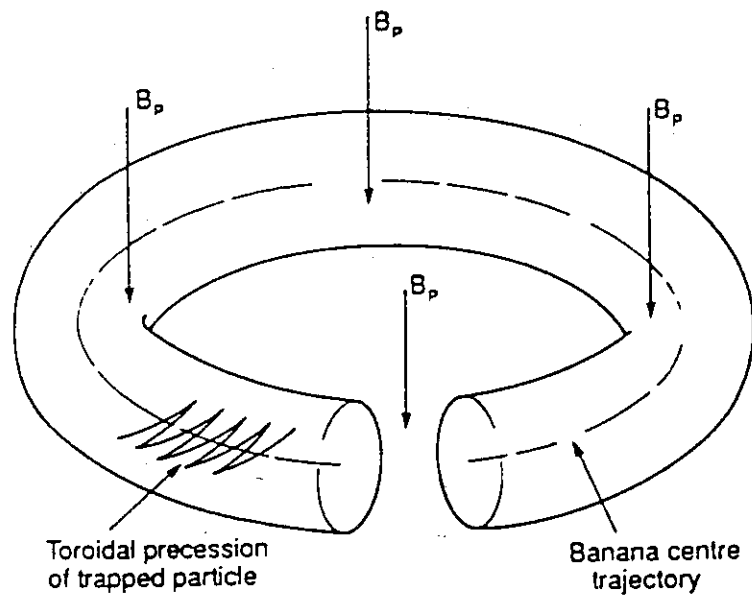


図 6.1 5 高速捕捉イオンのバナナ軌道中心のトロイダルドリフトとそのイオン電流の作るポロイダル磁束

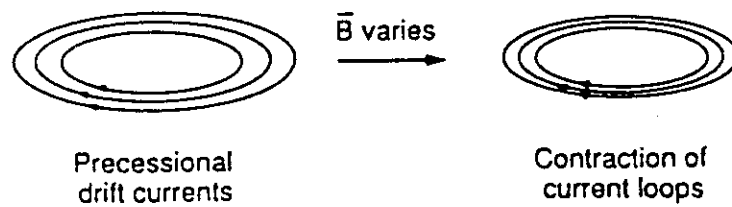


図 6.1 6 高速捕捉イオンの歳差ドリフト運動による
(磁力線に沿って流れない)トロイダル電流

する量 $\langle L_\phi \rangle$ は $L_\phi = \int_0^{\tau_b} d\tau \cdot V_{\parallel}(\tau) \sim (V_{\parallel}^+ - V_{\parallel}^-) \cdot \tau_b$ となる。ここで、磁力線方向のイオン

の速度は $V_{\parallel}^{\pm} = \sqrt{(r_0 \pm \delta_b)/R} \cdot V$ 、平均されたバナナ幅の半分 (δ_b) は

$\delta_b \sim (r_0/R)^{-0.5}(\rho/2)$ 、ラーマー半径は $\rho = v_{\perp}/\Omega$ であり、 Ω はイオンサイクロトロン周波数である。 δ_b/r_0 が小さい場合は $L_\phi \sim v_{\perp} \cdot \rho \cdot \tau_b / 2r_0$ となり、捕捉イオンがトロイダル

方向に 1 周する時間 τ_D は、 $\tau_D = (2\pi R/L_\phi) \cdot \tau_b = 2\pi/\omega_D^{(0)}$ と表される。ここで、

$\omega_D^{(0)}$ は、歳差ドリフト角周波数であり、

$\omega_D^{(0)} = [v_D \cdot (\phi - q\theta)]^{(0)} = \omega_{D0}[(\cos\theta)^{(0)} + \hat{s} \cdot (\theta \cdot \sin\theta)^{(0)}]$ で表される。ここで、

$\hat{s} = (r/q) \cdot (dq/dr)$ は磁力線のシアを、 ϕ と θ はトロイダル方向角とポロイダル方向角を表し、 $\omega_{D0} \equiv v_{D0}/r$ である。また、 $A^{(0)}$ の表現は物理量 A のバナナ軌道 1 周期の平均 (bounce average) をあらわし、 $A^{(0)} \equiv \oint_0^{\tau_b} (d\tau/\tau_b) \cdot A$ を意味する。

以上より、結局、捕捉イオンのトロイダル方向のドリフト速度は、磁気モーメント $\mu = mv_{\perp}^2/2B$ を用いて、 $v_{D0} = (\mu B/m\Omega R)$ と表される。

トカマクの第 3 の断熱不変量とは、捕捉イオンのトロイダル方向歳差ドリフト運動によるトロイダル電流がつくるポロイダル磁束がある条件 (トロイダル方向の波数が n で角周波数 ω の MHD 不安定性に対しては、 $\omega \ll n\omega_D^{(0)}$ の条件) で保存されるというものである。このような非 MHD 的ポロイダルフラックスの保存が鋸歯状振動の安定化に有効である物理像は、図 6.16 の様な (磁力線に添って流れない) トロイダル電流が、MHD 不安定性による磁力線の変化を抑制するためと考えることができる。 $\omega_D^{(0)}$ は高速イオンの磁気モーメント μ に比例するため、粒子の磁場と垂直方向のエネルギーに比例すると考えても良い (例えば JET では 1 MeV のイオンで $\tau_b = 2\pi/\omega_D^{(0)} \sim$ 数 μ 秒)。この場合、鋸歯状振動に対する $\omega \ll n\omega_D^{(0)}$ の条件は、バルクイオンでは満足することができず、MeV オーダーのエネルギーを持つ高速のイオンで初めて満足される。このようにして、 $q=1$ 面付近で発生する MHD 不安定性である鋸歯状振動は、ICRF 加熱によって加速された MeV レベルの高速捕捉イオンの作るトロイダル方向電流のポロイダル磁束の

保存により抑制することができ、将来の核融合反応により生成されるMeVイオンも、ある条件では鋸歯状振動の安定化に有効であると考えられている。

しかし、高速イオンは同時にほかのMHD不安定性などをも引き起こす可能性があり、NBI加熱中に発見され、その磁気プローブ信号のバースト形状からFishbone不安定性と呼ばれるMHD不安定性は、高速イオンの歳差ドリフト運動や、反磁性ドリフト運動に深く関係している。

図6.17に低周波のInternal kink modeと $m=1$ のfishbone不安定性についての安定領域と不安定領域を示す。図6.17(a)の縦軸は η_{MHD} で、横軸は $\hat{\beta}_{\text{ph}}$ であり、それぞれ、

$\eta_{\text{MHD}} \equiv (\omega_A / \omega_{\text{Dh}}) \cdot \lambda_H$ 、 $\hat{\beta}_{\text{ph}} \equiv (\omega_A / \hat{s}_s \cdot \omega_{\text{Dh}}) \epsilon_s \cdot \beta_{\text{ph}}$ の形に規格化されたMHD不安定の成長率と高エネルギーイオンのポロイダルベータ値である。ここで磁気シア ($\hat{s}_s$) と逆アスペクト比 (ϵ_s) の添字sは、小半径 $r=r_s$ 上の物理量であることを表し、 ω_{Dh} はバナナ軌道平均歳差ドリフト角周波数 (bounce average precessional drift angular frequency) を表す。また、 $\lambda_H \equiv -(2\pi / \hat{s}_s) \cdot \delta \hat{W}_{\text{bulk}}$ は、理想MHDパラメータであり、 $\delta \hat{W}_{\text{bulk}}$ は、MHD摂動によるポテンシャルエネルギーである[6.12]。グラフでは、 $\hat{\omega}_{\text{di}} \equiv \omega_{\text{di}} / \omega_{\text{Dh}}$ で定義される規格化された反磁性ドリフト角周波数 ($\hat{\omega}_{\text{di}}$) を0.075と仮定し、バナナ軌道平均歳差ドリフト角周波数 (ω_{Dh}) を、高速粒子の平均エネルギーを用いて

$\omega_{\text{Dh}} \sim \omega_{\text{Dh}}^{(0)} (E = \bar{E}_h)$ と表してある。三角形の安定領域以外は全ての領域で理想MHDインターナルキंक不安定性が不安定であり、左の狭い帯状の領域では、 $\omega \sim \omega_{\text{di}}$ の反磁性ドリフトfishbone不安定性の領域があり、安定領域の右側には、 $\omega \sim \omega_{\text{Dh}}$ の歳差ドリフト角周波数fishbone不安定性の領域がある。また、三角の安定領域の上部には、両方のモードが不安定な領域が存在する。図6.17(b)は各不安定性の周波数領域を表し、 $\omega \sim \omega_{\text{di}}$ の反磁性ドリフトfishbone不安定性の領域は、狭い周波数帯域で低周波領域に存在し、それより高く広い周波数領域に $\omega \sim \omega_{\text{Dh}}$ の歳差ドリフト角周波数fishbone不安定性の領域がある。図6.18に、 $\eta_{\text{MHD}} = 0.1$ を仮定したときの $\hat{\omega}_{\text{di}}$ と $\hat{\beta}_{\text{ph}}$ 空間上の安定領域を示す[6.13]。このグラフから判るように $\hat{\omega}_{\text{di}}$ が上昇して1に近づくと、つまり、

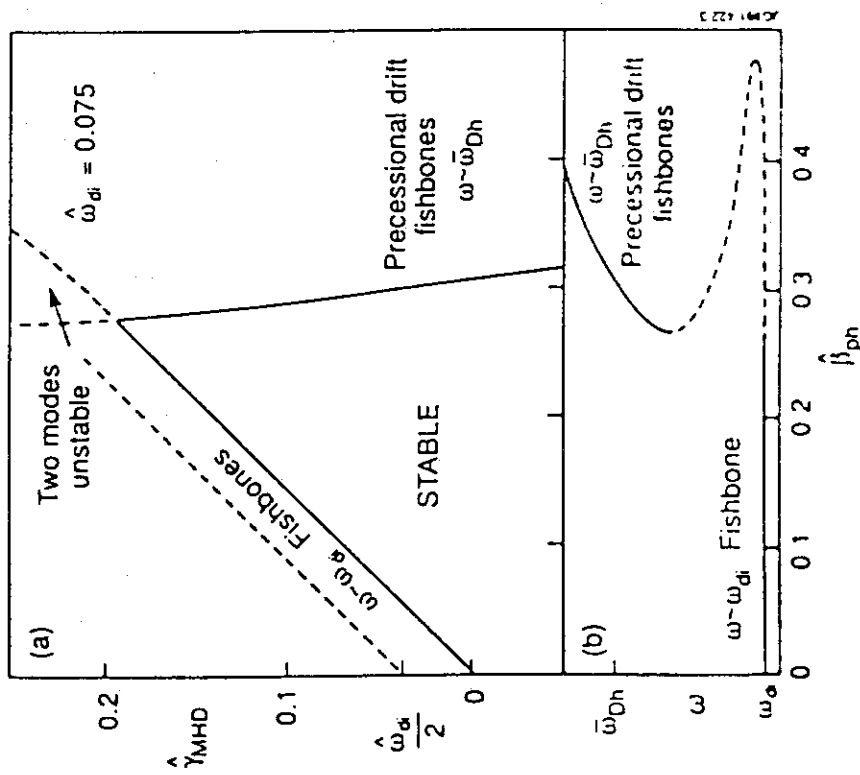


図 6.1.7 (a) インターナルキルクモードとfishbone 不安定性の $\hat{\gamma}_{MHD}$ - $\hat{\beta}_{ph}$ 平面上の安定領域
(b) fishbone 不安定性の周波数領域

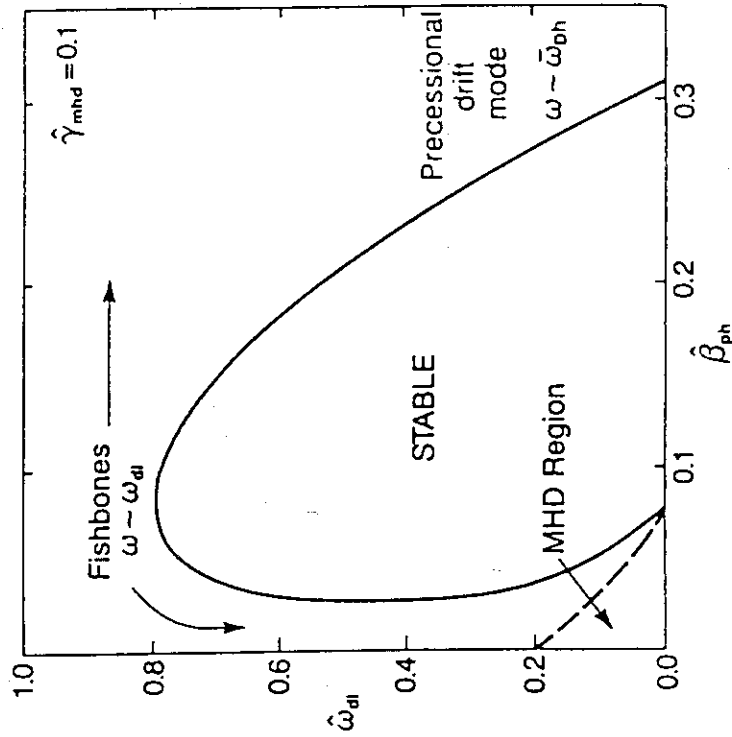


図 6.1.8 $\hat{\gamma}_{MHD} = 0.1$ のときの $\hat{\omega}_{di}$ - $\hat{\beta}_{ph}$ 平面上の安定領域

$\omega_{di} \sim \omega_{Dh}$ になると安定領域はなくなる。

少数イオンのICRF加熱は、高速イオンのポロイダルベータ値を上昇させるため、グラフ上で右方向に動くことに相当する。そのため、三角の左側の不安定領域から安定領域である三角領域の中に移動し、MHD不安定性である鋸歯状振動の安定化が行なわれると考えられる。

6. 6 JT-60UでのICRF加熱時の鋸歯状振動の安定化

JT-60Uでは、JT-60に比べICRF加熱に伴う放射損失も少なく、最大ICRF入射電力も7 MWと2倍以上になり、高速イオンの閉じ込めを良くする大電流での実験が可能であったため、鋸歯状振動の安定化実験がさまざまなパラメータで行えた[6.14]。

世界最長の鋸歯状振動の安定化時間はJETの5秒（電流立ち上げ途中からの特殊なICRF加熱実験では8秒）であるが、世界で2番目に長い鋸歯状振動の安定化時間を達成したJT-60Uでの $(\pi, 0)$ モードによる少数イオンの第2高調波加熱の放電波形を図6.19に示す。プラズマパラメータは、プラズマ電流3 MA、プラズマ中心磁場3.8 T、安全係数 $q_{eff}=3.6$ 、線平均電子密度 $(\bar{n}_e)$ は $2.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 付近ではほぼ一定で、ICRF加熱入力5.5 MWである。ICRFによる少数イオンの加速によって、鋸歯状振動が2.33秒間安定化されており、電子サイクロトロン放射より求めた中心部の電子温度 $(T_e(0))$ は、2 keVから5 keVまで上昇している。同一ショットのICRF加熱前とICRF加熱時の鋸歯状振動崩壊の直前と直後の電子温度分布を図6.20に示す。鋸歯状振動が安定化されている時間では、中心部分の局所的電子加熱が実現されており、これが閉じ込め特性の改善に有効であることが判る。鋸歯状振動崩壊時の反転半径 ($q=1$ 面の半径) は39 cm程度であり、低 q 放電ほど広がる傾向がある。鋸歯状振動の崩壊に伴ってこの $q=1$ 面内の電子温度は5 keVから3 keVに急激に降下し、 $q=1$ 面外の電子温度は0.3 keV程度上昇しているのが判る。

図6.21には0.6秒以上の鋸歯状振動の安定化が達成できた運転領域を、安全係数の逆数とICRF入射電力分の総電子数平面上に示す。少数イオンの基本波共鳴加熱を用

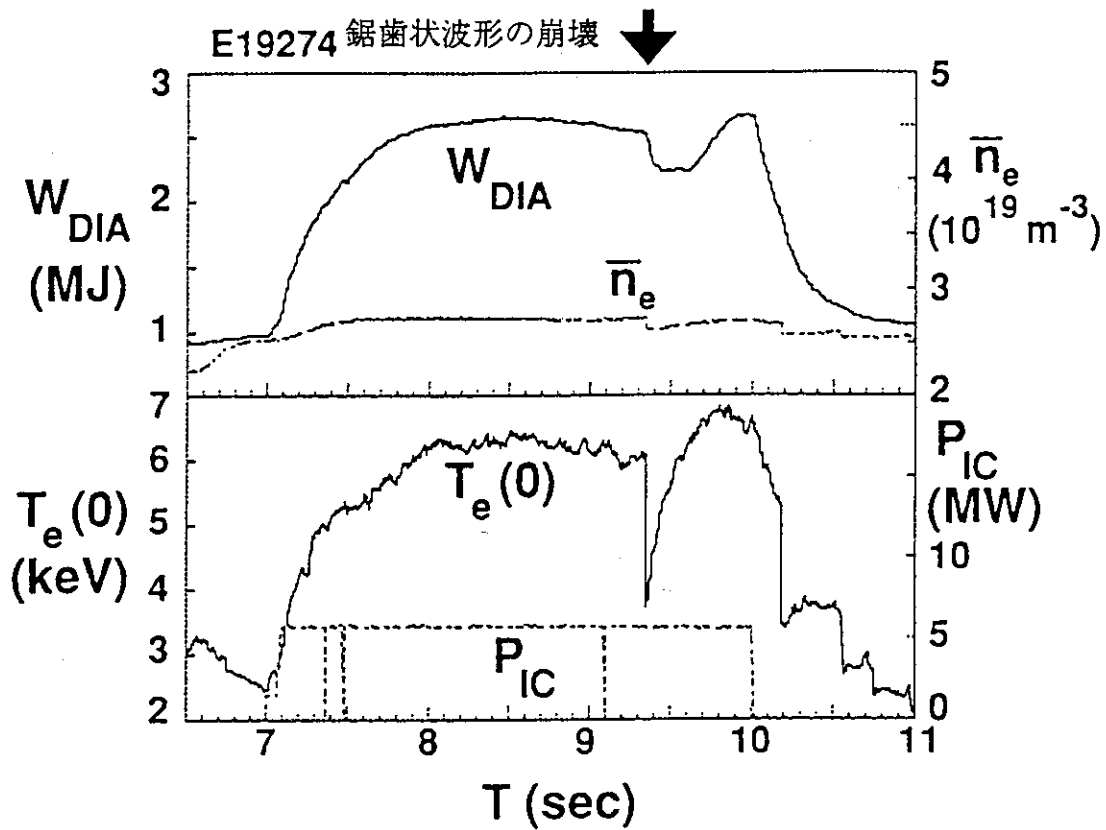


図 6.19 ICRF加熱による最長の鋸歯状振動の安定化時間 2.33 秒を達成した放電波形

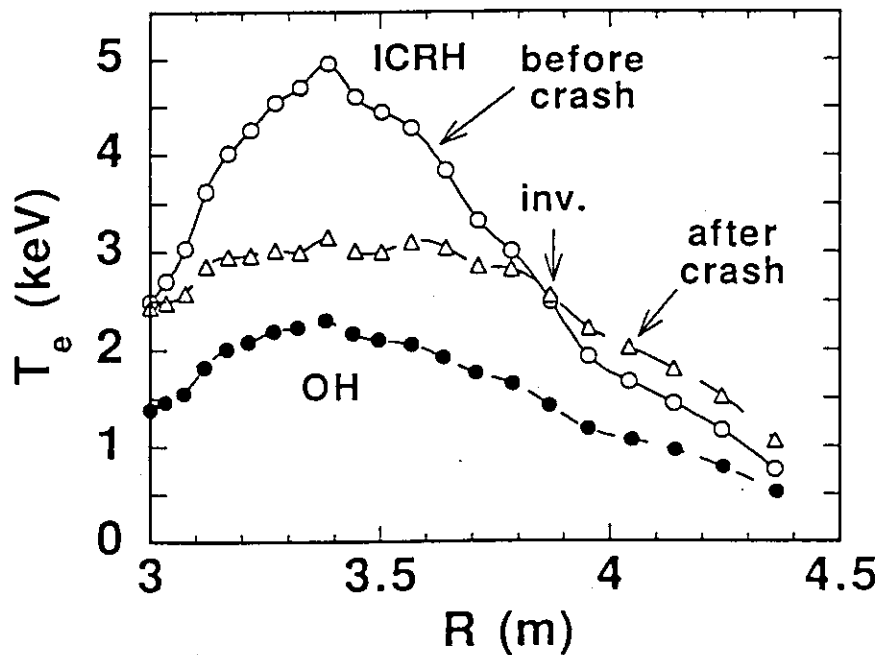


図 6.20 鋸歯状振動崩壊の直前と直後の電子温度分布 (図 6.19 の放電)

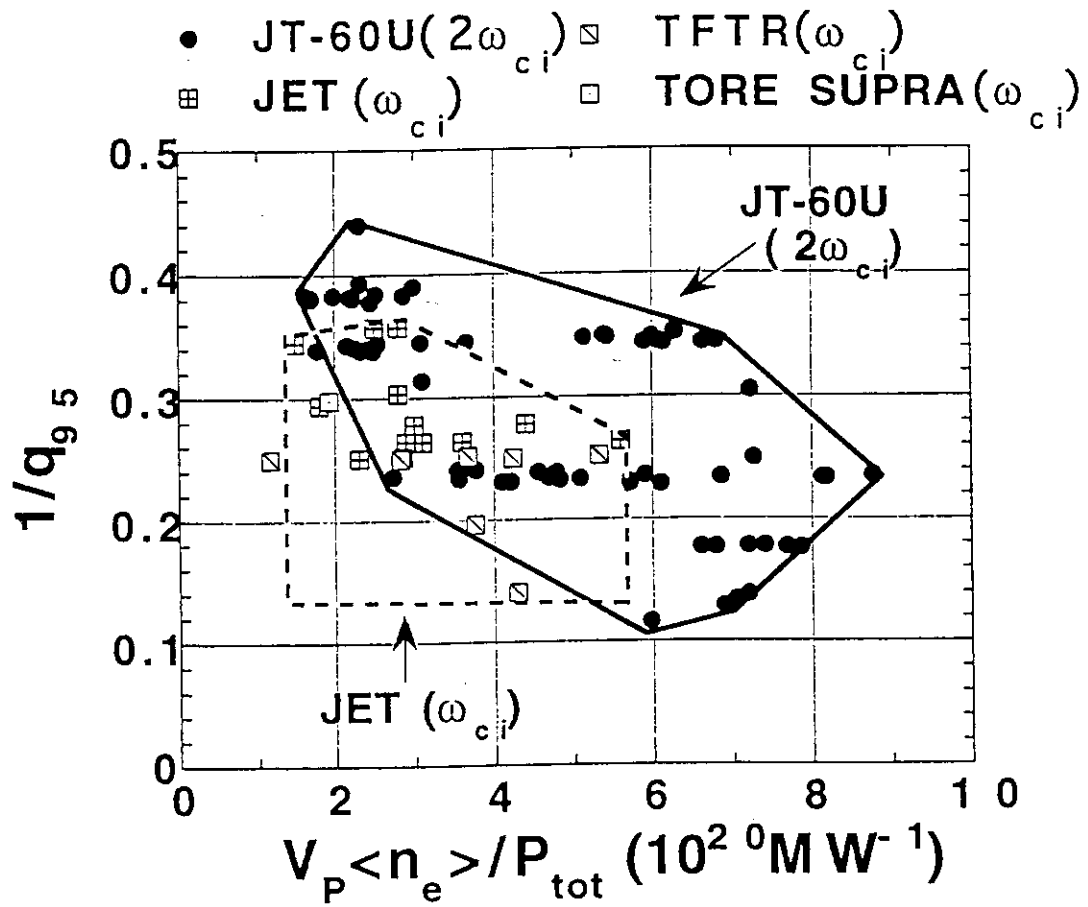


図6.21 0.6秒以上の鋸歯状振動の安定化が達成できた運転領域

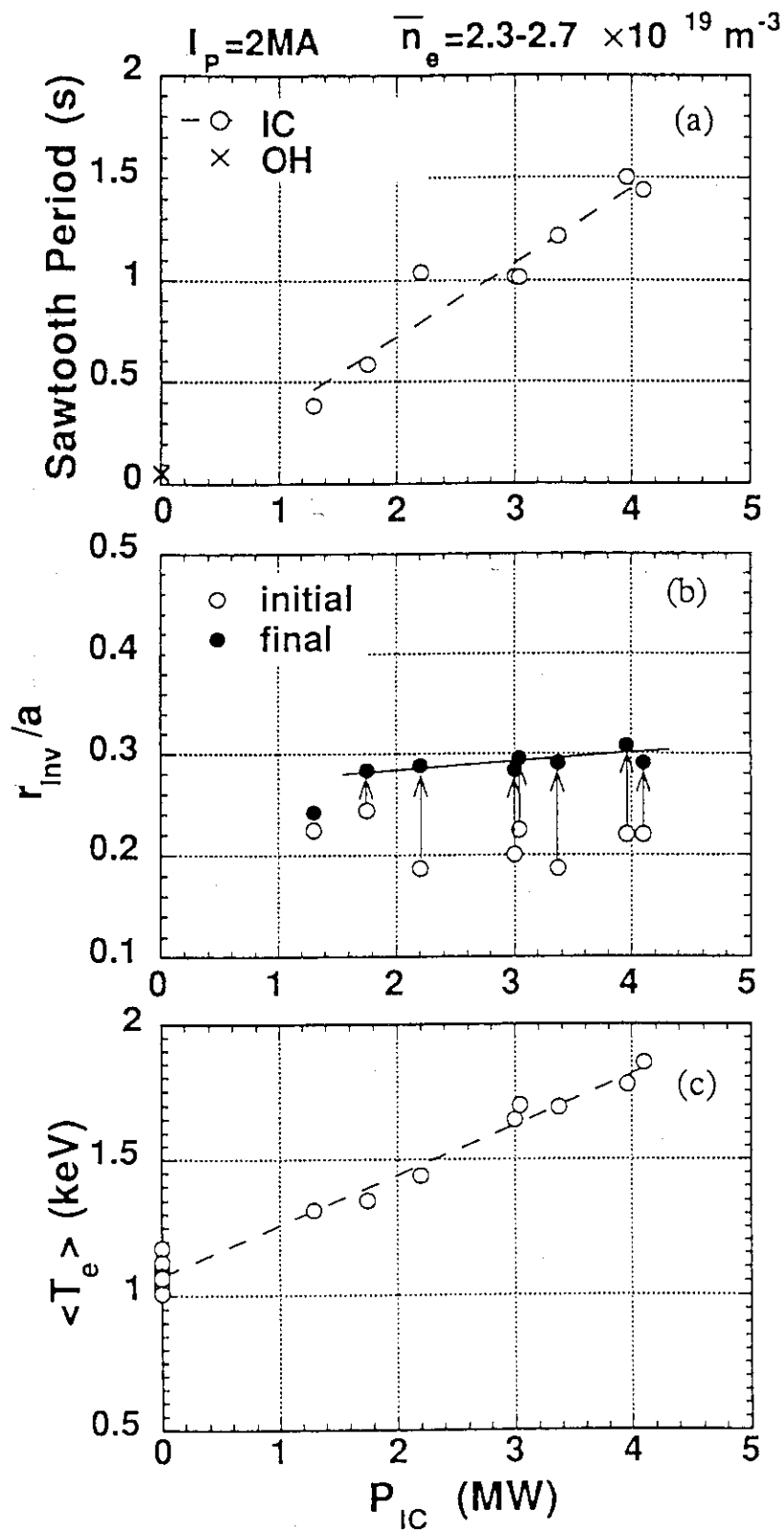


図 6.2 2 鋸歯状振動の周期、 $q = 1$ 面の半径、体積平均電子温度の ICRF 加熱電力依存性

いる他のトカマク (JET, TFTR, ToreSupra) よりも、より高速のイオンに選択的に吸収される第2高調波加熱を用いているために、他のトカマクよりも低 q 放電 (縦軸上で上部) でも、また、単位粒子数あたりのRF電力が少なくても (横軸上で右側) 鋸歯状振動の安定化を達成している。

図6.22には、プラズマ電流が2MAの時の鋸歯状振動の周期、 $q=1$ 面の半径、体積平均電子温度のICRF加熱電力依存性を示す。平均電子密度は $2.3 \sim 2.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ と比較的低密度での実験を行った。ICRF入射電力の増加にほぼ比例して、電子温度は上昇し、鋸歯状振動の周期も増加する。しかし、鋸歯状振動が崩壊する際の反転半径は30cm付近ではほぼ一定である。この鋸歯状振動時の反転半径は電流とともに広がり、4MAでは45cmに達した。

6.7 まとめ

低 N_z のシャープなスペクトルが励起できるJT-60U ICRFアンテナは設計どおりに非常に優れた結合特性を有し、世界に例を見ない高性能なアンテナとなった。加熱効率の高い $(\pi, 0)$ モードの最大入射電力は7MWに達し、結合抵抗は非常に広い密度領域 ($\bar{n}_e = 1 \sim 5.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) でほぼ一定であり、大電力加熱実験に必要な 2Ω よりも十分に大きい $3.5 \sim 6\Omega$ 程度の値をファラデーシールドとセパトリックス間距離が12~14cmと従来に比べ3倍以上の距離で実現した。そして、JT-60Uの最大級のプラズマであるプラズマ電流が4MAで q_{eff} が2.7という低 q 放電時に、ELMの無いHモードに対して、ファラデーシールドからセパトリックスまでの距離を15cm離れた状態で、装置の定格出力5MWまでの加熱実験に成功した。これにより、ITER等の次期装置で想定している低 q 放電でELMの無いHモードが発生した状態でも遠隔からのICRF加熱が十分に可能であることが実証された。

一方、 $(0, 0)$ モードの場合には、高密度ほど結合抵抗が大きく、その値はファラデーシールドとセパトリックス間距離が25~27cmで、 $7 \sim 11\Omega$ 程度の非常に大きい結合抵抗を得ることができた。また、プラズマ電流が1MAの場合には、50cm

離れた状態でも大電力高周波の結合を行うことができた。

加熱時の放射損失の増加に関しては、2基のアンテナ開口部の総面積をJT-60の6倍にすることによりアンテナ近傍の高周波電磁界を低減させ、アンテナ近傍からの高周波電磁界による不純物の発生を抑制したため、 $(\pi, 0)$ モードによる大電力加熱実験時の放射損失の増加率は10%以下にまで低減することができた。また、放射損失と不純物の増加率が高周波入射電力の増加とともに減少し、3 MW以上では10%以下で一定に落ちつく現象が観測された。この現象は、速波の吸収率が高周波入射電力の増加とともに上昇し、3 MW以上では100%付近で飽和する実験結果とFokker-Planckコードによる同様な計算結果から以下のように考えられる。つまり、ICRF加熱の速波によって加速された高速イオンが更に速波を吸収しやすくなるために速波の吸収率が向上し、周辺部での速波の吸収される割合を低減させ、不純物の発生を抑制していると考えられる。

$(\pi, 0)$ モードでの加熱特性はLモード則に一致したが、鋸歯状振動の安定化により20~30%程度の改善が観測された。少数イオンの第2高調波加熱による鋸歯状振動の安定化は、高速イオンを選択的に加熱するために他の基本波共鳴を用いたトカマク装置に比べ高速イオンを生成する効率がよく、低安全係数で単位粒子数当りの電力が少なくても安定化できることが実証され、最長で2.33秒までの安定化時間が観測された。しかし、 $(0, 0)$ モードでの加熱効率は著しく低く、少なくとも現在までの実験では明確な加熱は観測できなかった。

参考文献

- [6 . 1] Saigusa, M., Moriyama, S., Kimura, H., Fujii, T., Sato, M., et al., "High coupling performance of the JT-60U ICRF Antenna " (Letter), Nucl.Fusion **34**, 276 (1994).
- [6 . 2] Saigusa, M., Moriyama, S., Fujii, T., Kimura, H. and Yamamoto, T. et al., "Antenna Coupling Properties and Radiation Loss During ICRF Heating in JT-60U", Radio Frequency Heating and Current Drive of Fusion Devices, Europhysics Top. Conf. Brussels, 45 (1992).
- [6 . 3] Kimura, H., Naito, O., Saigusa, M., Ide, S., Nemoto, M., et al., "Recent Results on Radio Frequency Experiments in JT-60U", on the 11 th Topical Conference on Radio Frequency Power in Plasmas, Palm Springs, May 17-19, (1995).
- [6 . 4] Saigusa, M., Kimura, H., Fujii, T., Moriyama, S., Nemoto, M., et al., "Recent Progress of ICRF Heating Experiments on JT-60U", on Controlled Fusion and Plasma Physics, 20th Europhysics Top. Conf. Lisboa Portugal, Vol. III, 989 (1993).
- [6 . 5] Sakamoto, K., Imai, T., Fujii, T., Ikeda, Y., Saigusa, M., et al., IEEE Transactions on Plasma Science **14**, 548 (1986).
- [6 . 6] ITER documentation series No.21, "ITER PHYSICS", IAEA, VIENNA, (1991).
- [6 . 7] Campbell, D.J., et al., Phys. Rev. Lett., **60**, 2148 (1988).
- [6 . 8] Hosea, J.C., et al., Plasma Phys. and Controll. Fusion Research 1990, Vol.1 IAEA, Vienna, 669 (1991).
- [6 . 9] Kimura, H., Fujii, T., Saigusa, M., Moriyama, S., Hamamatsu, K., et al., "Higher harmonic ICRF heating experiments in JT-60", Plasma Physics and Controlled Fusion **35**, 845 (1993).
- [6 . 1 0] Moreau, D., et al., RF heating and current drive in TORE SUPRA, Proc. 14th IAEA Conf. on plasma physics and controlled nuclear fusion research (Wurzburg, 1992)

vol.1(IAEA, Vienna) 649 (1993).

[6 . 1 1] Porcelli, F., et al., Plasma Phys. and Controll. Fusion Research, **33**, 1601 (1991).

[6 . 1 2] Bussac, M.M., et al., Phys. Rev. Lett. **35**, 1638 (1975).

[6 . 1 3] Coppi, B., et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 2733 (1989).

[6 . 1 4] Kimura, H., et al., Fusion Engineering and Design **26**, 95 (1995).

第7章 ICRF加熱によるTAEモードの研究

7. 1 はじめに

プラズマ中には色々な周波数の波が存在するが、比較的周波数の低いMHD領域の遅波であるシアアルフベン波は $\omega^2 = k_{\parallel}^2 \cdot V_A^2$ という分散式で表され、プラズマ中に

$\omega^2 = k_{\parallel}^2 \cdot V_A^2 \cdot (1 - \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2})$ の式で表されるシアアルフベン波の連続共鳴スペクトル (Alfvén

continuum) を形成する[1.4]。トーラス形状のプラズマでの連続共鳴スペクトルは、トロイダル効果によって同じトロイダルモード数 (n) で隣り合うポロイダルモード数 (m) を有するモードと結合し、例えば n=3 の場合、図 7. 1 に実線で示すような周波数軸上にギャップを有する連続共鳴スペクトルを形成する。ここで、点線は、n=3 の Alfvén continuum の包絡線を表す。円柱プラズマ近似 (モード結合無視) の Alfvén continuum は

$\omega_{Am}^2 = (\frac{n}{R} - \frac{m}{qR})^2 \cdot V_A^2$ で表されるが、トロイダルプラズマの最低次のモード結合を考慮

した場合の Alfvén continuum のギャップの極大極小を表す角周波数は

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_{Am}^2 + \omega_{A(m+1)}^2 \pm \sqrt{(\omega_{Am}^2 - \omega_{A(m+1)}^2)^2 + 4\varepsilon^2 \cdot x^2 \cdot \omega_{Am}^2 \cdot \omega_{A(m+1)}^2}}{2(1 - \varepsilon^2 \cdot x^2)} \dots\dots\dots (1)$$

と表される[7.1]。ここで、 $\varepsilon = a/R$ (逆アスペクト比)、 $x = r/a$ (規格化された小半径) である。

この各々のギャップの中に発生するシアアルフベン波の固有モードが、Toroidicity Induced Alfvén Eigen (TAE) モードであり、図 7. 1 中の一点鎖線は計算コードで求められ

た TAE モードの規格化角周波数を示している。各々のギャップは、 $q = \frac{m_1 + m_2}{2n}$ の安全係数を有する磁気面上に現われ、その時の TAE モードの周波数は局所的なシアアルフベ

ン周波数： $f_{TAE} = \frac{(m_2 - m_1) \cdot V_A}{4\pi R q}$ にほぼ一致する[7.2]。以上のようにトロイダル効果

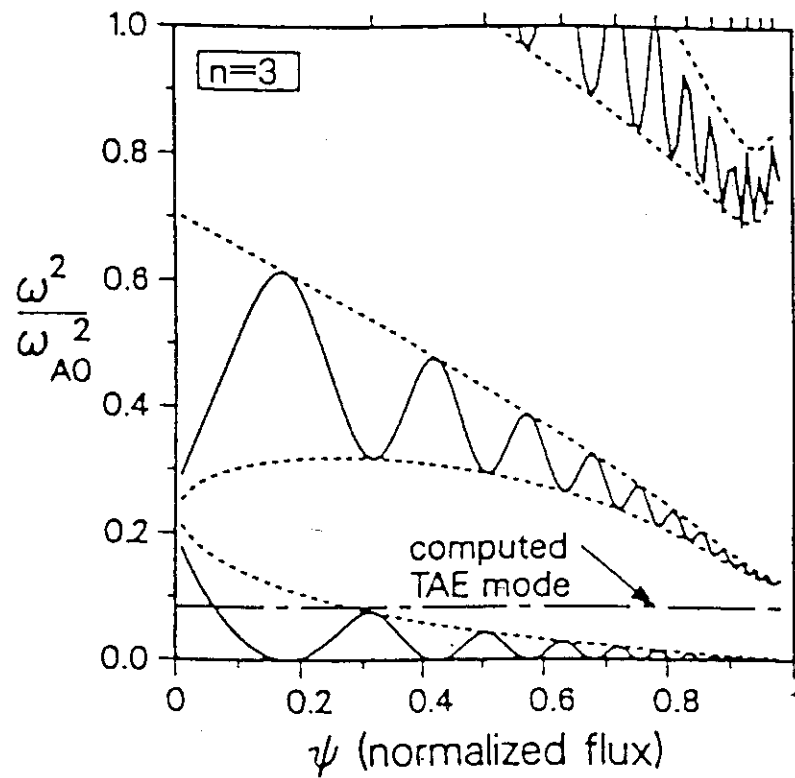
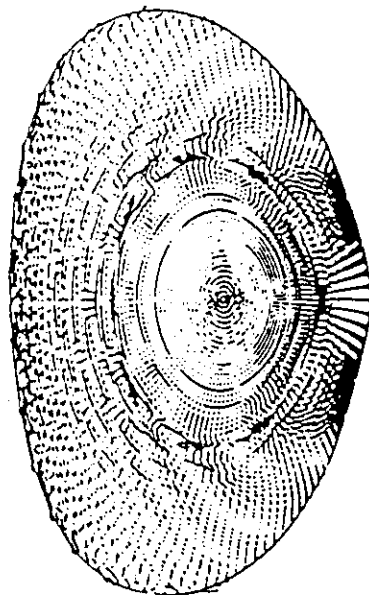
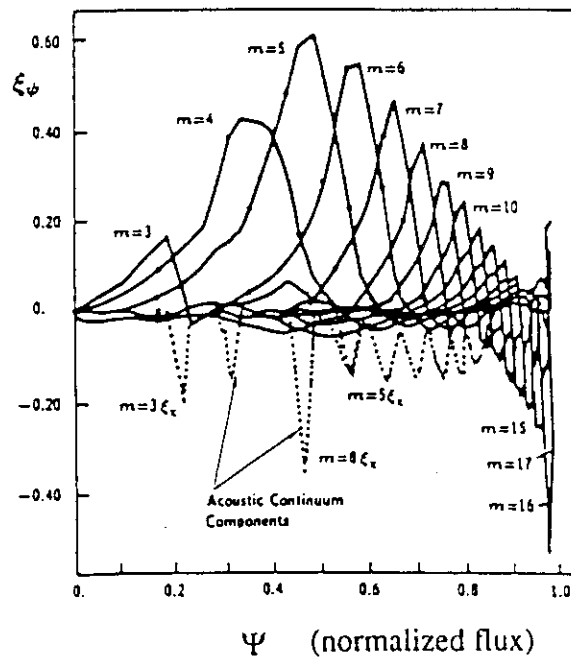


図 7.1 シアアルフベン波の連続共鳴スペクトル



(a)ポロイダル分布



(b)ポロイダルモードの分布

図 7.2 固有関数としてのTAEモードのポロイダル分布. ($n=3$) 配位はDIII-D

によって m と $m+1$ のモードが結合して発生する連続共鳴スペクトルのギャップに存在する固有モードがTAEモード($m_2 - m_1 = 1$)であるが、この他にも、非円形度によって m と $m+2$ のモードが結合して発生するEllipticity induced Alfvén Eigen (EAE) モード($m_2 - m_1 = 2$)、三角度によって m と $m+3$ のモードが結合して発生するNon-circular triangularity induced Alfvén Eigen (NAE) モード($m_2 - m_1 = 3$) [7.3]、高ベータプラズマではプラズマ圧力等による効果からシアアルフベン波の連続スペクトルの更に下のギャップに発生するBeta induced Alfvén Eigen (BAE) モード[7.4]、運動論的アルフベン波 (kinetic Alfvén wave) のトロイダルプラズマ中の固有モードであるKinetic Toroidicity induced Alfvén Eigen (KTAE) モード[7.5]の存在が予測されており、このうちNAEモード以外のモードについては、実験でもその存在が確認されている。

本章では、まずトカマクプラズマにおけるTAEモードの物理について説明した後、少数イオンのICRF加熱を行った際に観測されたTAEモードの特性について述べ、最後にTAEモードの制御について述べる。

7. 2 トカマク型核融合実験装置でのTAEモードの発生

DT核融合炉の自己点火とは、DとTの核融合反応によって発生する14.3MeVの中性子と3.5MeVの高速 α 粒子のうち、磁力線によって閉じ込められる高速の α 粒子によってプラズマの加熱を行い、核融合反応に必要な高温を維持し続けることである。この α 粒子は、発生エネルギーの5分の1のエネルギーを有し、その速度は、 1.3×10^7 m/s程度であり、核融合プラズマ中のアルフベン波の速度と同程度に達する。例えば、ITERを想定し、重水素と三重水素の混合比が1 : 1、平均電子密度が $1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ で、プラズマ中心のトロイダル磁場が6 Tの場合、アルフベン波の平均速度は 8.3×10^6 m/sとなる。また、追加熱、電流駆動などを目的とした接線重水素中性粒子入射の場合も、加速電圧が1 MeVで 9.8×10^6 m/sと、アルフベン波の速度を上回る。このような、高速のイオンは周辺部では軌道損失などにより急速に失われるため、その圧力分布は半径方向に急速に減少すると考えられる。この半径方向の圧力勾配により、高速イオンはトロイダル方向

に高速で反磁性ドリフト運動を行なう。このとき、プラズマ中にTAEモードが存在し、モードの振幅が大きい領域で高速イオンの反磁性ドリフト角周波数

$\omega^* = \frac{m}{r} \cdot \frac{1}{Z_i n_i e B} \cdot \frac{d(n_i T_i)}{dr}$ がTAEモードの周波数以上の場合、逆ランダウ減衰により高速イオンがシアアルフベン波を励起しTAEモードが励起される可能性が生じる。

このように励起されたTAEモードは、共鳴粒子のみならず他の高速イオンの閉じ込めまでも劣化させる為、核融合生成 α 粒子の閉じ込めにとって有害なモードと予測され、理論的研究のみならず、DIII-D [7.6]、TFTR [7.7] 等の大型トカマクでの接線NBI加熱を用いたTAEモード励起実験等が精力的に行なわれるようになった。しかし、現存する100keV程度の接線NBI加熱（Dビームで 3×10^6 m/s程度）では、弱磁場 ($B_t < 1$ T) のプラズマ中でのみシアアルフベン波の励起が可能であるため、1.2MA以下の小さなプラズマ電流で中心付近の電子温度も2 keV程度の低温プラズマでしか研究が行なえなかった。

これに反して、TFTRでは軽水素イオンの基本波を用いた少数イオンのICRF加熱中に、高速の捕捉イオンのトロイダル方向の歳差ドリフト運動が励起するTAEモードを、3 T程度の高磁場のプラズマで観測した[7.8]。この捕捉イオンが励起するTAEモードは、H. Biglariらによって予言されていたモードであり[7.9]、共鳴条件がトロイダルモード数に大きく依存し、高速イオンのトロイダル方向の歳差ドリフト速度のトロイダルモード数倍が、アルフベン速度の程度に達するとTAEモードを励起する。また、この現象は、JETのICRF実験中にも励起されていたことが後の解析により判明した。[7.10]

G.Y. Fu らによって導かれた、TAEモードの成長率 (γ) は

$$\frac{\gamma}{\omega_{\text{TAE}}} = q^2 \cdot \beta_h \cdot \left(\frac{\omega^*}{\omega_{\text{TAE}}} - 1 \right) \cdot f_r - \frac{\gamma_d}{\omega_{\text{TAE}}} \dots \dots \dots (2)$$

で与えられる[7.11]。ここで、 β_h は高速イオンの β 値、 ω_{TAE} はTAEモードの角周波数、 f_r は共鳴粒子の存在率に関連した関数、 γ_d はTAEモードの減衰項を表す。TAEモードの成長率が正になるには、反磁性ドリフト角周波数がTAEモードの角周波数よりも高

く、高速イオンの β 値がTAEモードの減衰項を越えなければならない。TAEモード研究の初期には、TAEモードの減衰機構として電子ランダウ減衰のみを考慮していた時期があった[7.1]。その頃には、TAEモード励起のための高速イオンの β 値のしきい値は 10^{-5} 程度と予測されていた。しかし、低磁場でのNBI実験で実際に観測されたTAEモード励起に必要な高速イオンの β 値のしきい値は、DIII-Dで約1%、TFTRで約0.5%と高く、理論的な予測と大きく食い違っていた。そのため、最近では実験結果を説明するためにさまざまなTAEモードの減衰機構の研究が行われている。現在考えられている主なTAEモードの減衰機構には、電子ランダウ減衰(γ_e)、イオンランダウ減衰(γ_i)、Alfvén continuumのギャップ中のkinetic Alfvén波へのモード変換によるRadiative減衰(γ_k)、シアアルフベン波の連続共鳴スペクトルとTAEモードの周波数が一致する点でのAlfvén continuum減衰(γ_A)、捕捉電子による衝突減衰(γ_{coll})等がある。このうち、Radiative減衰はトロイダルモード数に対し $\gamma_k \propto n^{2/3}$ の依存性があり、Alfvén continuum減衰は $\gamma_A \propto n^{-3/2}$ の依存性があるため、トロイダルモード数の上限はRadiative減衰によって、下限はAlfvén continuum減衰によって決まると考えられている。

一方、高温、強磁場プラズマでの捕捉イオンが励起するTAEモードの高速イオンのしきい値 β は0.03%程度(TFTR)[7.12]と低く、低温、弱磁場プラズマでの非捕捉イオンによるTAEモード励起の値とは著しく異なる。この差の原因はTAEモードの減衰機構のプラズマパラメータ依存性、捕捉イオンと非捕捉イオンの空間分布の違い等によるものと考えられるが、更なる研究が必要とされている。

また一方、JETではTAEモードの減衰機構の研究を行うために、サドルコイルを外部アンテナとして用いたTAEモードの直接励起実験を1994年から開始し、低トロイダルモード数のTAEモードの観測と減衰機構のプラズマパラメータ依存性の研究を行っているが、初期に観測されたTAEモードは、加熱実験で観測される偶モード(振幅の大きい領域は水平面上外側[弱磁場側])ではなく、奇モード(振幅の大きい領域は水平面上内側[強磁場側])であったと報告されている[7.13]。また、最近では、ICRF加熱とLHCDなどの複合加熱時に、同一のトロイダルモード数を有する複数の周波数スペクトルを観測

し、運動論的な理論との比較により、KTAEモードの可能性が高いと報告している[7.14]。

TAEモードはMHD的固有モードであり、高トロイダル数でも低トロイダル数でも不安定となりうる。具体的にその物理像をつかむために低トロイダル数 ($n=3$) の場合の磁場の振幅分布の1例を図7.2に示す[7.15]。計算に用いた配位はDIII-Dのものであり、ポロイダルモード数は $m=5$ 近傍にピークをもつ。TAEモードの固有関数の変位は全体に広がり、特にトーラスの水平面の外側に大きな振幅を有するが、これはDIII-DのNBI加熱を用いたTAEモード実験の結果と一致している。DIII-Dトカマクのミルノフコイルの信号強度 dB/dt のポロイダル分布は、図7.3(a)に示すように水平面の外側付近のみに信号が集中し、図7.3(b)に示すようにそのポロイダルモード成分は $m=7, 8$ の2つが大きかった[7.16]。TAEモードは、主に隣り合う2つのポロイダルモードの結合によって生ずるモードであるから、それらの振幅が等しいと仮定すると、加熱実験で観測される偶モードではポロイダル方向の分布は、 $|\cos(m\theta) + \cos(m+1)\theta| = |2\cos(m+1/2)\theta \cdot \cos(\theta/2)|$ より、 $\theta=0$ で最大値(2)、 $\theta=\pi$ で最小値(0)となるため、水平面上の外側で大きな振幅を有するモードとなる。一方、励起実験で観測された奇モードの場合は、隣り合う2つのポロイダルモードの符号が異なるため、 $|\cos(m\theta) - \cos(m+1)\theta| = |2\sin(m+1/2)\theta \cdot \sin(\theta/2)|$ より、 $\theta=\pi$ で最大値(2)、 $\theta=0$ で最小値(0)となり、水平面上の内側で大きな振幅を有するモードとなる。理論的には、TAEモードに関しては偶モードの方が奇モードよりも励起され易く[7.17]、KTAEモードに関しては偶モードよりも奇モードの方が励起され易い[7.18]。

DIII-DではNBI加熱を用いたTAEモード実験による高速イオンの損失のポロイダル分布をInconel foil arrayを用いて測定し、図7.4に示すように水平面上の外側で最大となることを確認した。また、中性子の発生率から評価した高速イオンの損失はFishbone不安定性とTAEモードの相乗効果により70%にまで達することを確認した[7.19]。

TAEモードの成長率の高速イオン速度依存性は、非捕捉イオンと捕捉イオンではかなり異なる。G.Y. Fuは両者の比較を高速イオンの軌道の効果を考慮して高速の α 粒子が

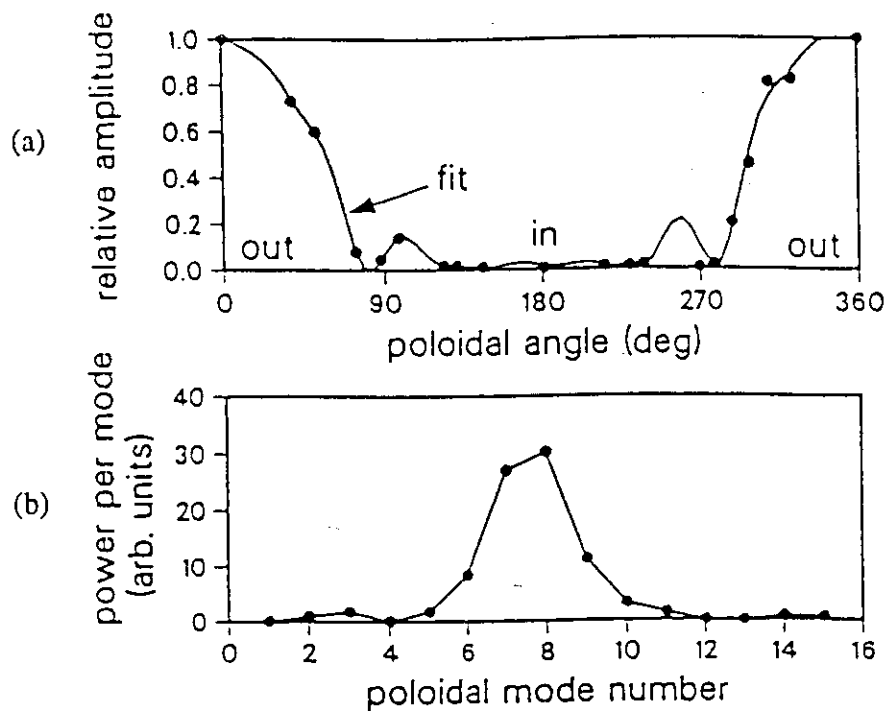


図 7.3 DIII-DのTAEモード実験での磁気プローブ測定
(a)信号強度 dB/dt のポロイダル分布、(b)ポロイダルモード数分布

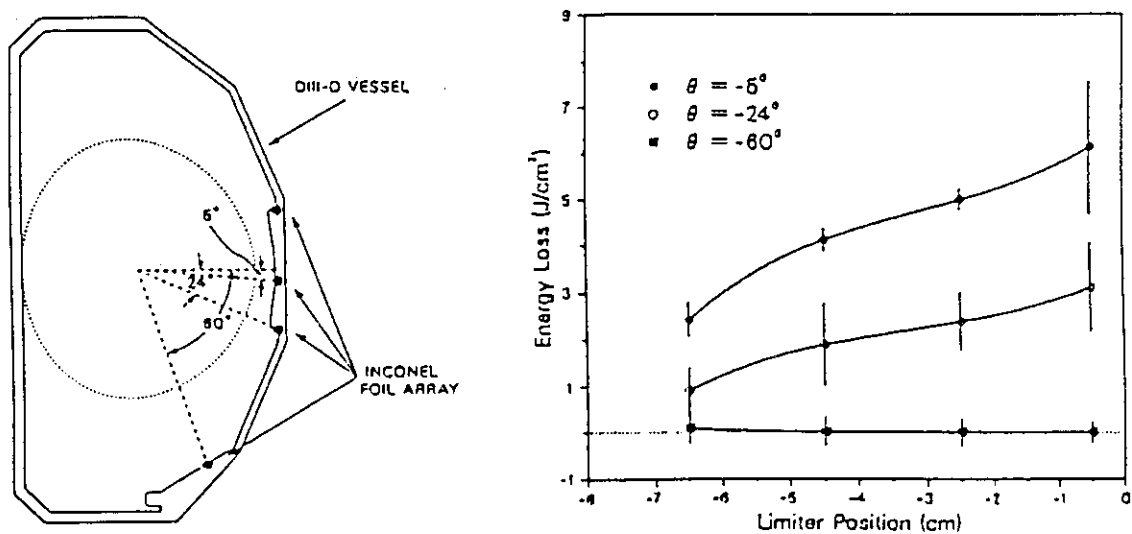


図 7.4 DIII-DでのTAEモードによる高速イオンの損失のポロイダル分布

励起する高トロイダルモード数のTAEモードの成長率について評価した[7.11]。図7.5(a)に非捕捉イオンの場合の規格化された成長率の規格化された高速イオン速度依存性を、図7.5(b)に、捕捉イオンの場合を示す。点線は高速イオンの軌道の効果を入れない場合、実線は高速イオンの軌道の効果を入れた場合の値を示す。非捕捉イオンの場合はサイドバンド効果により、Alfvén速度の $1/3$ 程度からTAEモードの励起が可能になり、Alfvén速度以上で急激に成長率が大きくなる。高速イオンの軌道の効果は、全領域での均一化効果として働き、Alfvén速度以上の領域では抑制効果、Alfvén速度以下では増幅効果となり、Alfvén速度の4割以上の速度でTAEモードが励起される。一方、捕捉イオンの場合、Alfvén速度以上でTAEモードが励起され、軌道の効果は成長率を全領域で抑制している。また、成長率も非捕捉イオンに比べて小さい。

実験的にはこれ以外にも両者の違いが観測されている。すなわち、捕捉イオンが励起するTAEモードの信号は連続的であり、非捕捉イオンが励起するTAEモードの信号は、バースト的であることが観測されている。この違いは、捕捉イオンと非捕捉イオンの軌道の違いにより説明できる。図7.6に示したポロイダル断面上の高速イオンの軌道が示すように、磁場の圧力勾配に起因するイオンのドリフト方向が下向きの時、捕捉イオンは、C1、C2を重ねたバナナ軌道を描く。これに反し、非捕捉イオンの場合、電流方向に動くイオンはC2の軌道を、電流と反対方向に動くイオンはC1の軌道を描く。今、これらの共鳴粒子の軌道損失を考えると、TAEモードの振動によって非捕捉イオンが捕捉イオンになる場合には、C2の軌道状のイオンがC1のように外側にも広がり軌道損失が増加するため、TAEモードの振幅が大きくなると共鳴イオンが減少してTAEモードが抑制され、TAEモードが抑制されると高速イオンの軌道損失が減少するため再びTAEモードが現れるため、バースト的な信号が観測されると考えられる。一方、捕捉イオンのTAEモードの場合は、元来C1、C2を重ね合わせた軌道を描いている粒子が閉じ込められてTAEモードが励起されているのであるから、TAEモードの振幅が大きくなり、捕捉イオンがC1、C2のどちらの非捕捉イオンになっても軌道損失に大きな変化はないため、連続的に信号が観測されると考えられている[7.8]。

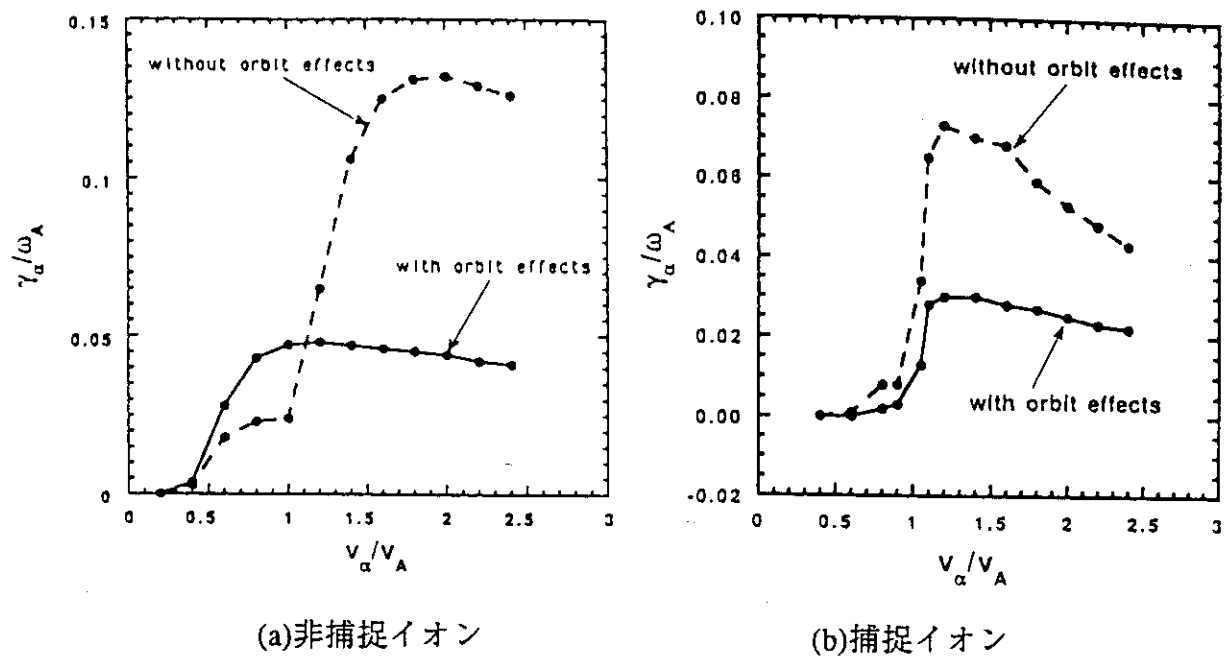


図 7.5 TAEモードの規格化された成長率と規格化された高速イオン速度の関係

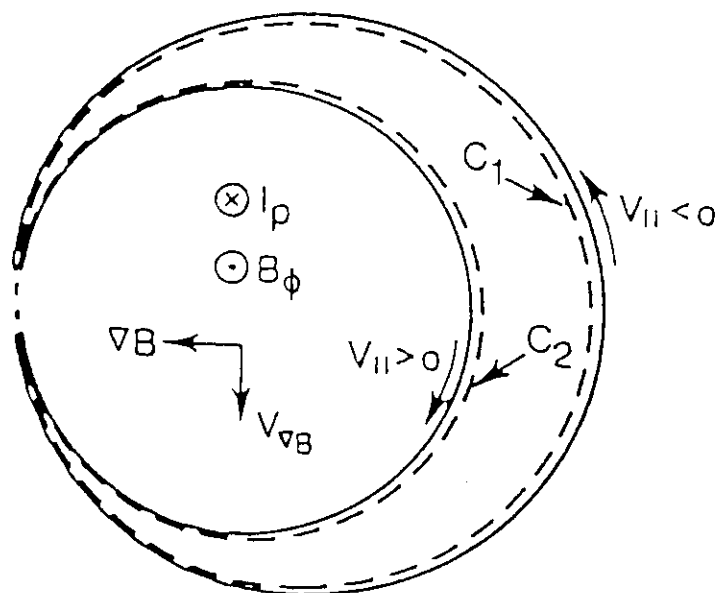


図 7.6 捕捉イオンと非捕捉イオンの軌道

7. 3 ICRF加熱によるTAEモードの励起とその特性

第6章で述べたように、JT-60Uの少数イオンの第2高調波を用いたICRF加熱では、基本波に比べ特に高密度のプラズマ中で高速の捕捉イオンを発生させることができ、高速の捕捉イオンの作る歳差ドリフト電流により、鋸歯状振動の安定化が可能であった。この高密度プラズマ中でバナナ軌道を描き、トロイダル方向に歳差ドリフト運動を行う高速の捕捉イオンは、同時に高温、高磁場のプラズマ中でTAEモードを励起していることが確認された。

TAEモードの測定は、共鳴周波数300kHz程度のミルノフコイルアレイ（磁気プローブアレイ）と200kHzのデジタイザ及びスペクトラムアナライザ（HP社製8591E（9kHz - 1.8GHz））そして、もう1台のスペクトラムアナライザ（HP社製8594E（9kHz - 2.9GHz））に接続した同軸構造の高周波プローブを用いて行った。JT-60UのプラズマパラメータでのTAEモードの周波数は、150～300kHzの範囲であったから、一般的には200kHzのデジタイザで測定を行うことは困難であるが、そのサイドバンド（ $f=1200\text{kHz} - f_{\text{TAE}}$ ）の測定を行うことにより、周波数スペクトルの時間変化の測定を行った。また、信号周波数の絶対測定は、スペクトラムアナライザに接続された磁気プローブ及び高周波プローブの信号にて行った。

図7.7に典型的な少数イオンの第2高調波ICRF加熱によるTAEモード励起実験時の放電波形を示す[7.20]。プラズマ電流は3.5MA、プラズマ中心磁場は3.8Tで、ヘリウムプラズマに少数イオンとして軽水素を混入してある。ICRF加熱電力（ P_{IC} ）は5.3MWで、線平均電子密度（ $\bar{n}_e$ ）は $2.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 付近でほぼ一定であり、捕捉高速イオンによる鋸歯状振動の安定化が起きている。ミルノフコイルの信号（dB/dt）は、TAEモードの振幅を表し、プラズマ蓄積エネルギー（ W_{DIA} ）や中心の電子温度（ $T_e(0)$ ）の上昇とともに信号強度は増加し、巨大鋸歯状波形の崩壊とともに消滅している。また、TAEモードの信号強度の増加に伴い、 W_{DIA} や $T_e(0)$ はクランプされたり（第1の巨大鋸歯状波形）、減少している（第2、第3の巨大鋸歯状波形）ことが判る。

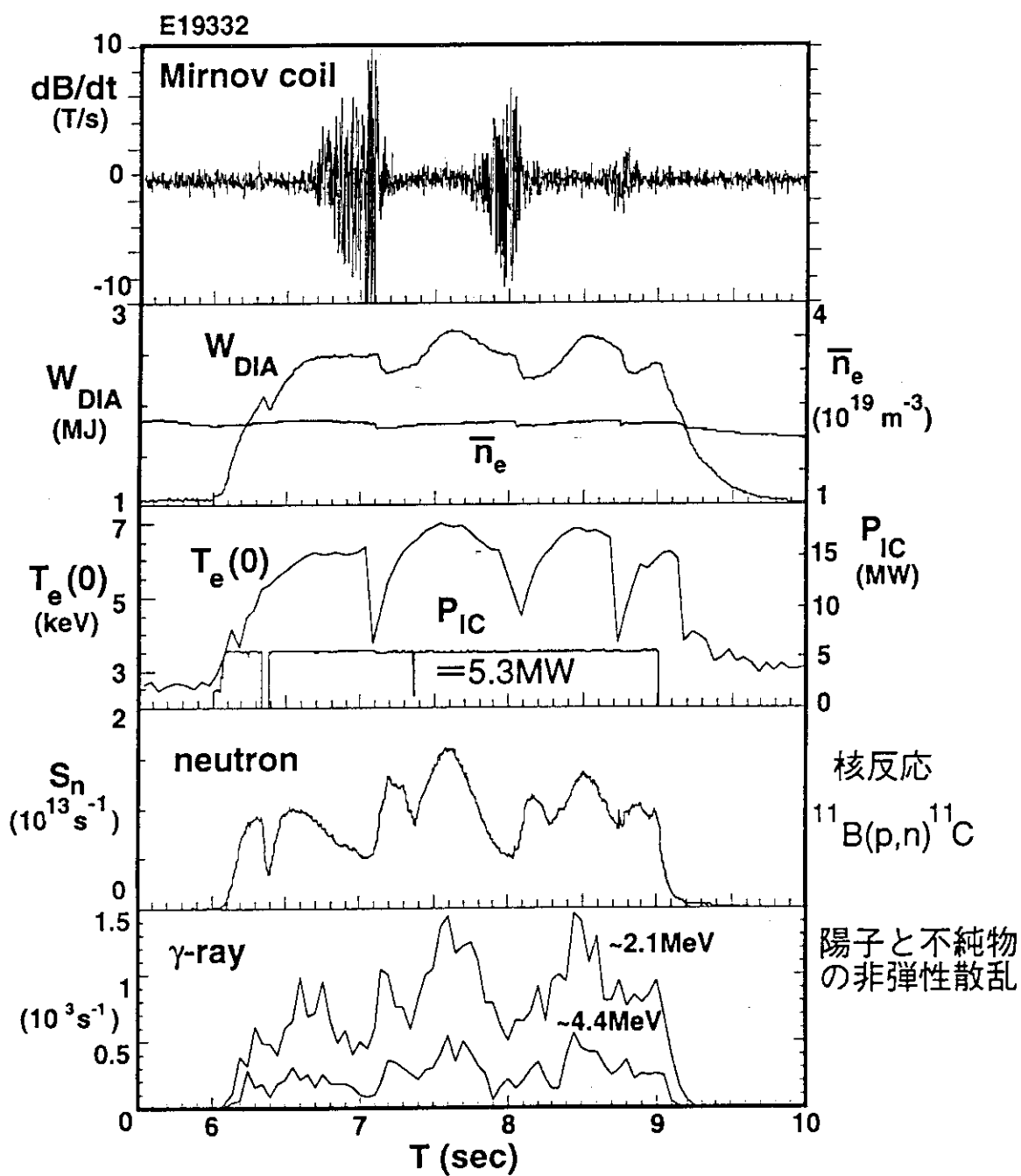


図 7.7 典型的なICRF加熱によるTAEモード励起実験

$I_p=3.5\text{MA}$ 、 $B_t(0)=3.8\text{T}$ 、He (H)プラズマ

ICRF加熱によって加速された高速の陽子 ($> 3 \text{ MeV}$) とボロンの反応 ($^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$) によって発生する中性子のカウント数は、ICRF加熱にともなって上昇するが、TAEモードの信号強度の増加とともに減少し、 3 MeV 程度の高速の陽子の閉じ込めが、TAEモードによって劣化していることが確認された。また、陽子と不純物イオン（炭素及びボロン）の非弾性散乱による γ 線 (2.1 MeV 、 4.4 MeV) の信号は、それぞれ 2.5 MeV 以上、 5 MeV 以上の陽子の存在を表すが、これらの信号もTAEモードの信号強度の増加に伴って減少することが確認された。

次に、観測された周波数のMHD不安定性がTAEモードであることを同定するために、周波数のプラズマ密度依存性を調べた。図 7.8 に観測された信号の周波数と平均電子密度の関係を示す。実線は安全係数 $q = 1.24$ を仮定した場合の予測されるTAEモードの周波数を表しており、▲は観測された複数の周波数スペクトルのうち最高の周波数を、○は最低の周波数を示す。実験結果は、TAEモードの周波数依存性とほぼ一致しており、このMHD不安定性がTAEモードであることが同定された[7.21]。

図 7.9 にTAEモードの信号強度とICRF入射電力の関係を示す。プラズマ電流 3.5 MA では、ICRF入射電力が 3.5 MW を越えるとTAEモードが発生し始める。このときの高速イオンによるプラズマ蓄積エネルギーの増分は 0.3 MJ であり、この値から求めた高速イオンの β 値は 0.05% であった。この値は、TFTRにおけるICRF加熱実験のしきい値 (0.03%) と同レベルであった。

次に、2番目の巨大鋸歯状波形に発生したTAEモードの周波数スペクトルの時間変化を図 7.10 に示す。TAEモードの周波数スペクトルは同一周波数帯で複数観測され、TAEモードの伝搬方向と反対方向のトロイダル回転によるドップラーシフトで低い方へ変化し続ける。そして次々に低い周波数から高い周波数のTAEモードへステップ状に遷移を続け、巨大鋸歯状波形の崩壊とともに全てのモードが抑制される。ここで、ICRF加熱中には、高速イオンの損失（軌道損失、リップル捕捉損失）が作る半径方向電界とトロイダル磁場による $E \times B$ ドリフト、および中心付近の局所加熱によって発生する圧力勾配とトロイダル磁場による反磁性ドリフトにより、プラズマは電流と反対方向のト

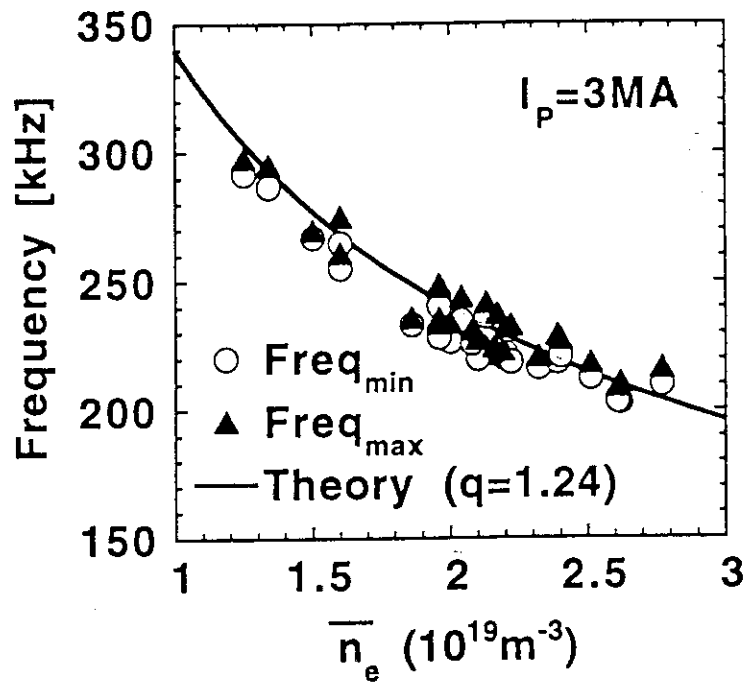


図 7.8 観測された信号の周波数と平均電子密度の関係
実線は安全係数 $q = 1.24$ を仮定した場合の予測される TAE モード周波数

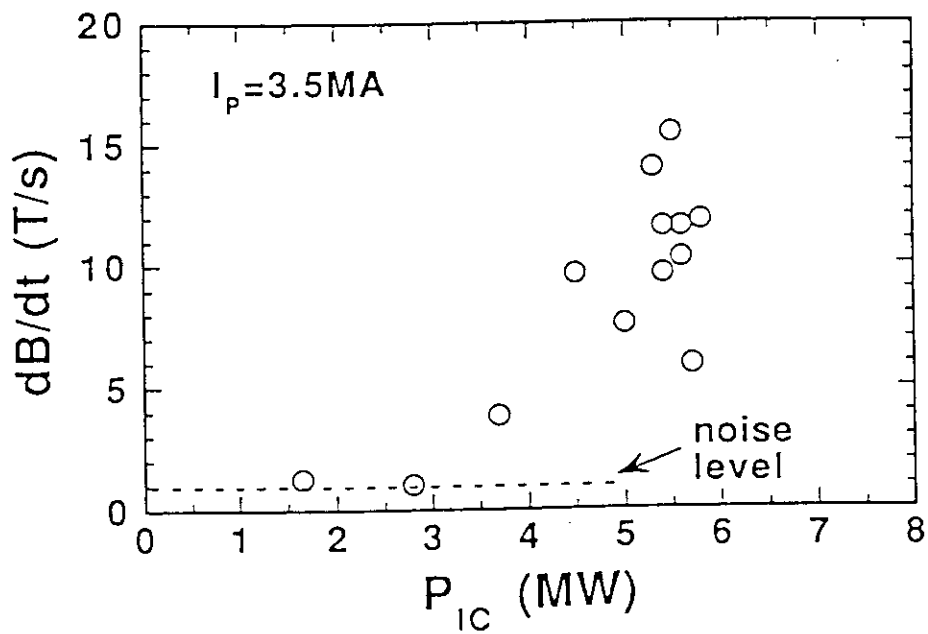


図 7.9 TAE モードの信号強度と ICRF 入射電力の関係

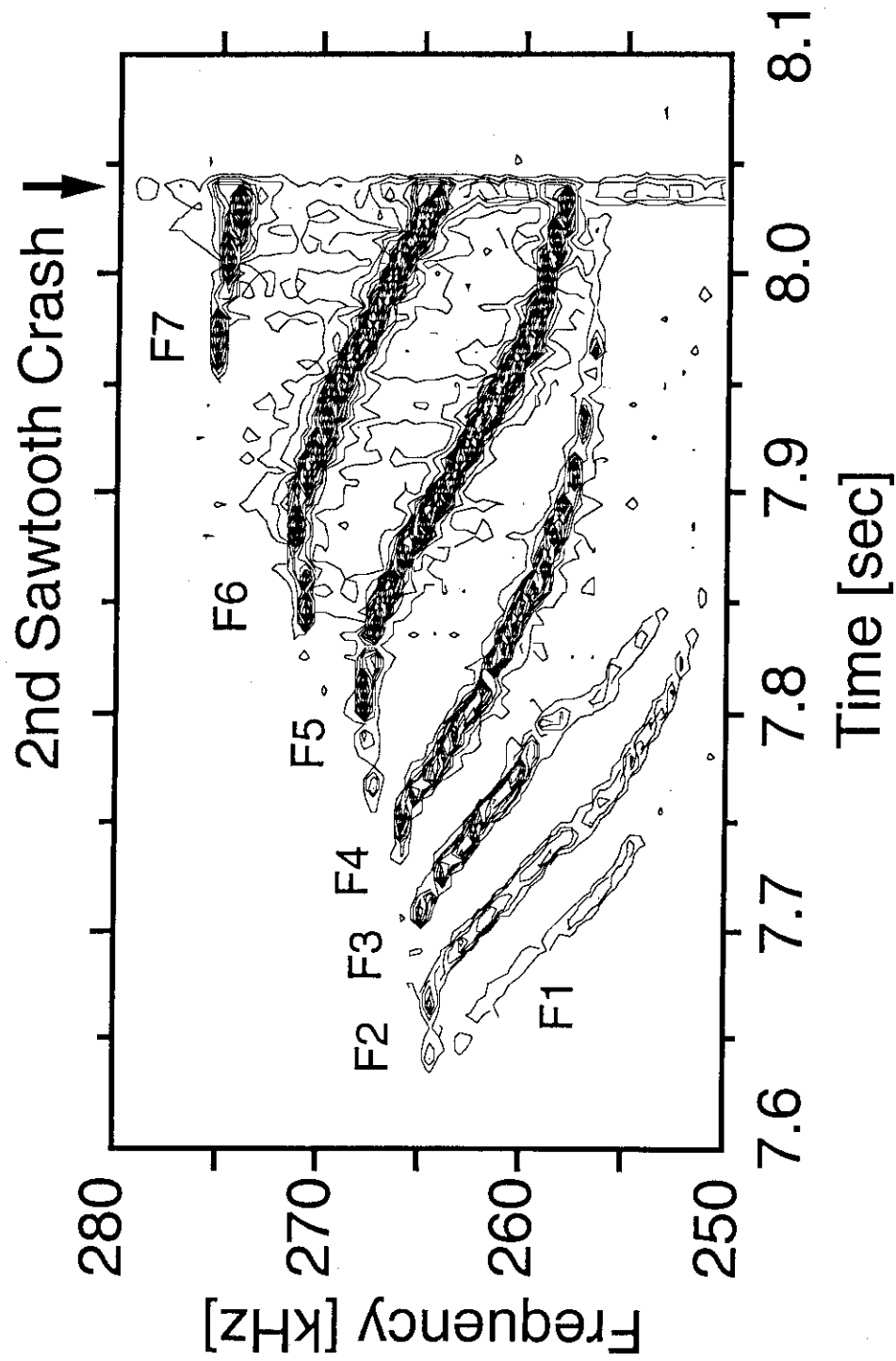


図7.10 第2鋸歯状波形 (図7.7中) で発生したTAEモードの
周波数スペクトルの時間変化。Ip=3.5 MA, Bt(0)=3.8 T。

ロイダル方向に回転することが実験的に確認されている。

この非常に特徴的な複数の連続的な周波数スペクトルの時間変化は、JT-60Uの高プラズマ電流 ($I_p \geq 3.5\text{MA}$) でのICRF実験で初めて観測された。この現象を解明するためには、まず、トロイダルモード数の同定を行う必要があった。しかし、現在のJT-60Uでのミルノフコイルアレイの配置では、トロイダルモード数が5以上のTAEモードの同定は困難であった。そこで、TAEモードがトロイダル方向にアルフベン速度程度の早さで伝搬するモードであることを利用し、プラズマのトロイダル回転によるTAEモード周波数のドップラーシフトにて、トロイダルモード数と伝搬方向の同定を行った。ミルノフコイルで観測されるTAEモードの周波数 (f_{DS}) はトロイダルモード数 (n) とプラズマのトロイダル方向の回転速度 (V_t) によって $f_{DS}=f_{TAE}+n \cdot V_t / 2\pi R$ のように表される。ここで、 f_{TAE} はプラズマ座標でのTAEモードの周波数を表す。それゆえ、TAEモードが発生している時に接線NBIを用いてプラズマのトロイダル回転を変化させた場合、 V_t と周波数の変化を観測できれば n が判ることになる。

図7.11にICRFにてTAEモードを励起した上で接線NBI加熱によりプラズマのトロイダル回転をスキャンした放電 (反電流方向から電流方向へ) を示す[7.22]。プラズマ電流は3MAで、中心のトロイダル磁場は3.7T、約5MW、2.5秒のICRF加熱と約6MWのNBI加熱により、鋸歯状振動は2.3秒間安定化され、TAEモードはその間ほとんどの間 (2.2秒間) 連続的に観測された。トロイダルモード数の偶数のモードと奇数のモードの振幅の時間変化より、初めに現れた強いモードは奇数のモードで、その後、偶数のモードが現れたことが判る。プラズマ蓄積エネルギー (W^*)、中心の電子温度 ($T_e(0)$) は、7.8～8.3秒間の間のTAEモードの振幅の緩やかな減少と共に徐々に増加し、接線NBIの切れる直前に最大値に達している。荷電交換再結合分光によるプラズマ中の炭素イオンの回転速度測定により、 $q=1$ 面付近のプラズマのトロイダル方向回転速度 ($V_t(r=0.36\text{m})$) は、TAEモードが発生しているときに電流と反対方向に 5×10^5 [m/s] の速度で回転している状態から、電流と同じ向きの接線NBIによって回転が減速され、8.2秒付近で回転がほぼ停止した状態になっていることが判る。従って回転が

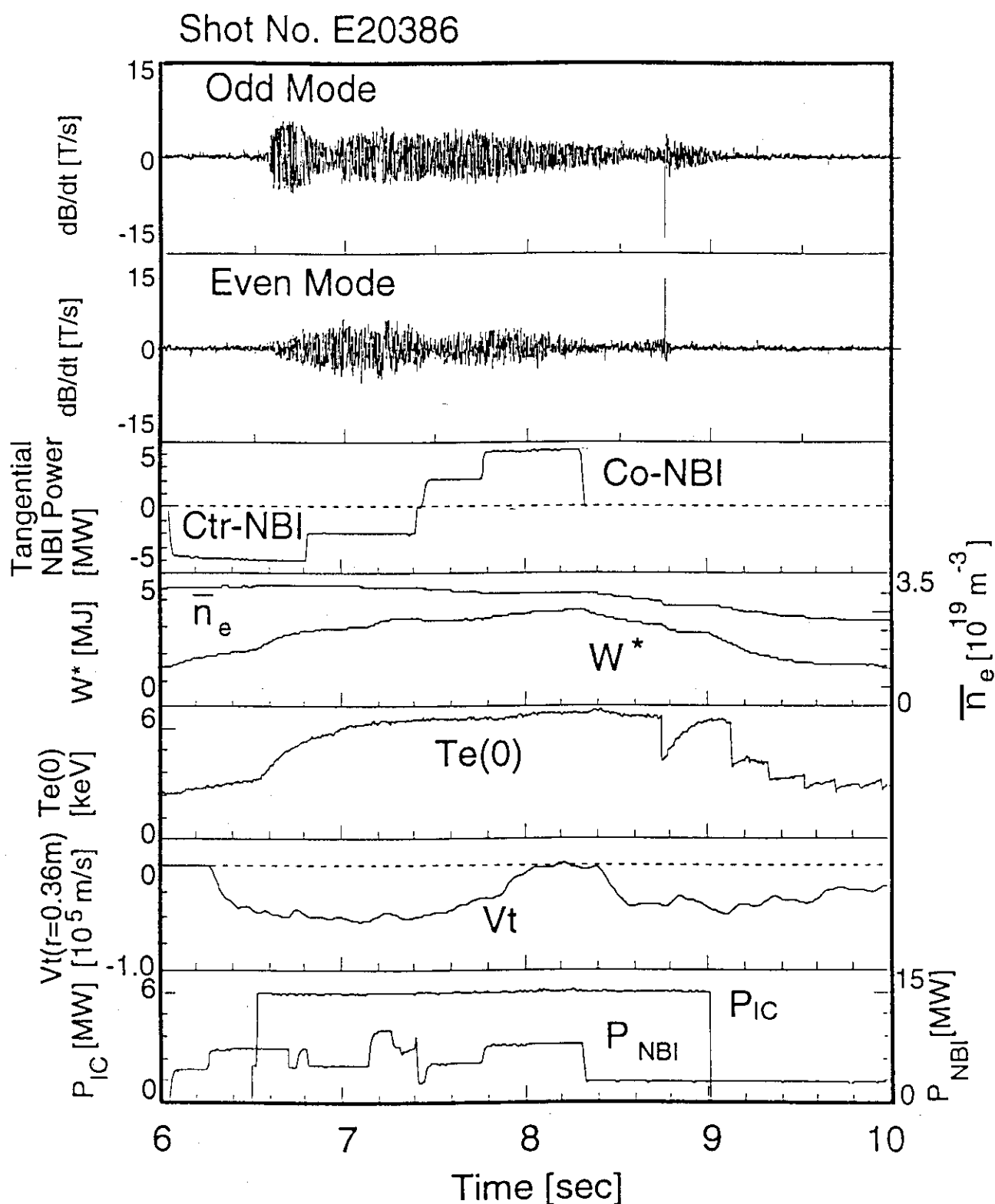
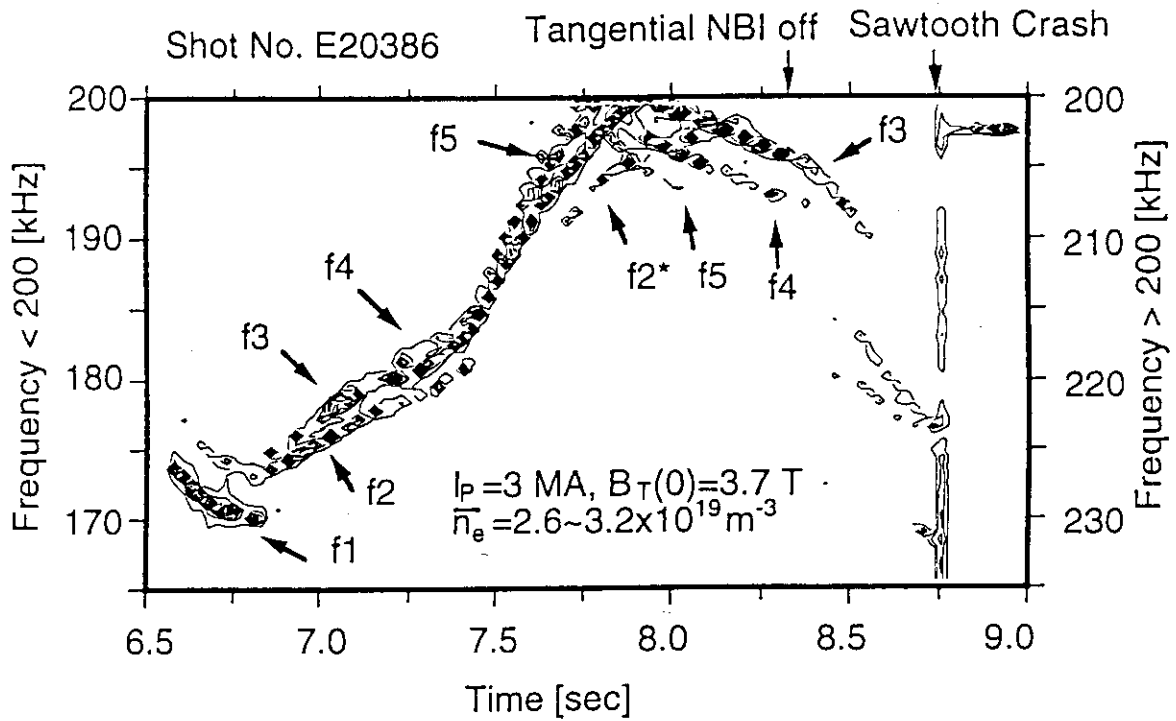
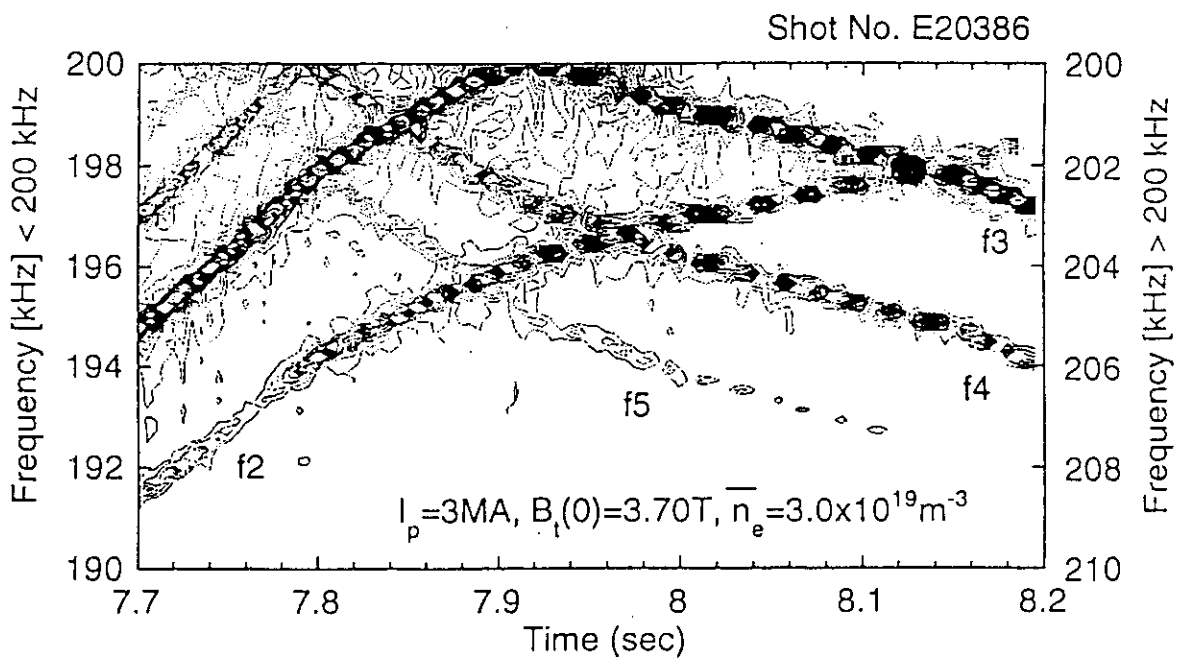


図 7.1 1 ICRFにてTAEモードを励起し、接線NBI加熱によりプラズマのトロイダル回転をスキャンした放電（反電流方向から電流方向へ）



(a) ICRF加熱中 (6.5-9.0 sec)



(b) 電子密度が一定の時間範囲 (7.7-8.2sec)

図 7.1 2 TAEモードの周波数スペクトルの時間変化
 (プラズマ電流 = 3.5 MA、プラズマ中心磁場 = 3.7 T)

停止している時間の測定されたTAEモードの周波数を調べることにより、プラズマに乗った座標でのTAEモードの周波数がわかる。

次に、発生したTAEモードの周波数スペクトルの時間変化を図7.12に示す。図7.12 (a) には、すべてのTAEモードの周波数スペクトル (6.5 - 9.0 sec) を示す。横軸はプラズマ電流が立ち上がってからの時間を、縦軸は周波数を示す。観測された周波数は、初めやや周波数が下がるが、その後は密度の変化とドップラーシフトによって、時間とともに単調に増加している。ここで、測定信号はサイドバンド ($f = 1200 \text{ kHz} - f_{\text{TAE}}$) のため、上の水平軸に交差するまでは200 kHz以下の周波数で左の縦軸、交差以後は200 kHz以上の周波数で右の縦軸が読み値となっている。図7.12 (b) に示した電子密度が一定で周波数の変化がドップラーシフトのみによって変わる時 (7.7 - 8.2 sec) のスペクトルの時間変化は、モード毎に周波数の変化の仕方が異なる。即ち、高い周波数のものほど周波数の変化が大きく、低い周波数のものは変化が小さい。これは異なるトロイダルモード数の時に起こる現象である。また、電流と同じ向きで周波数が増加していることから、TAEモードは電流方向に伝搬していることが判る。

次に、測定した周波数からモードを推定するために、図7.13のようにTAEモードが存在しうるギャップ位置を示したAlfvén continuum gap (ACG) マップ上に、トロイダル回転がほぼ止っている8.15秒の観測されたTAEモードの周波数をプロットした。ACGマップは、TAEモードが存在しうるギャップ位置の安全係数 $q = (2m+1)/2n$ を、各 n 毎にプロットしたものであり、各シンボル (○、△、□など) は各TAEモードのギャップを表す。また、曲線の実線は m と n の関係が同じものどうしを結んでおり、 $q = (2m+1)/2n$ の式に、 m と n の関係 ($m=n+i$) を代入して求めた $q = 1 + (2i+1)/2n$ (但し、 $i=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$) の式に相当する。測定された5個の周波数より、 $q = \frac{V_A}{4\pi R \cdot f_{\text{TAE}}}$ の式に基づいて安

全係数を横の実線 (点線はドップラーシフトを差し引いたトロイダル回転がない場合の f_i の周波数) で表すと、この実線付近のシンボルのTAEモードが発生していると推定できる。この時、高 n モードはRadiative減衰によって抑制されやすく、低 n モードはAlfvén

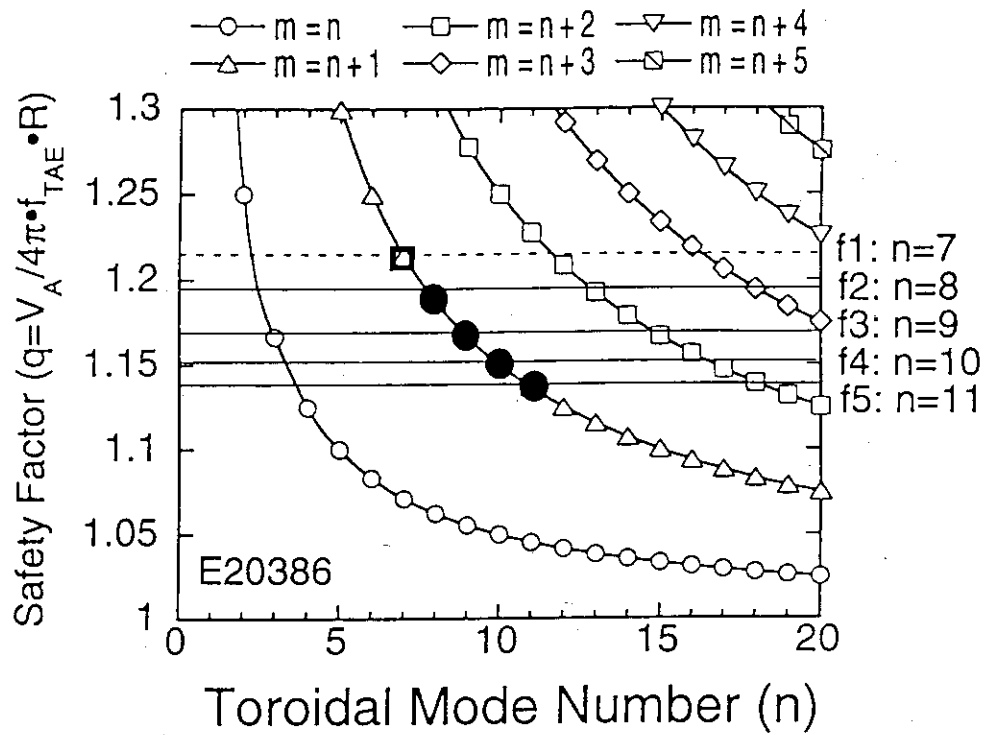


図 7.1 3 ACGマップ上の観測されたTAEモードの周波数とギャップ位置

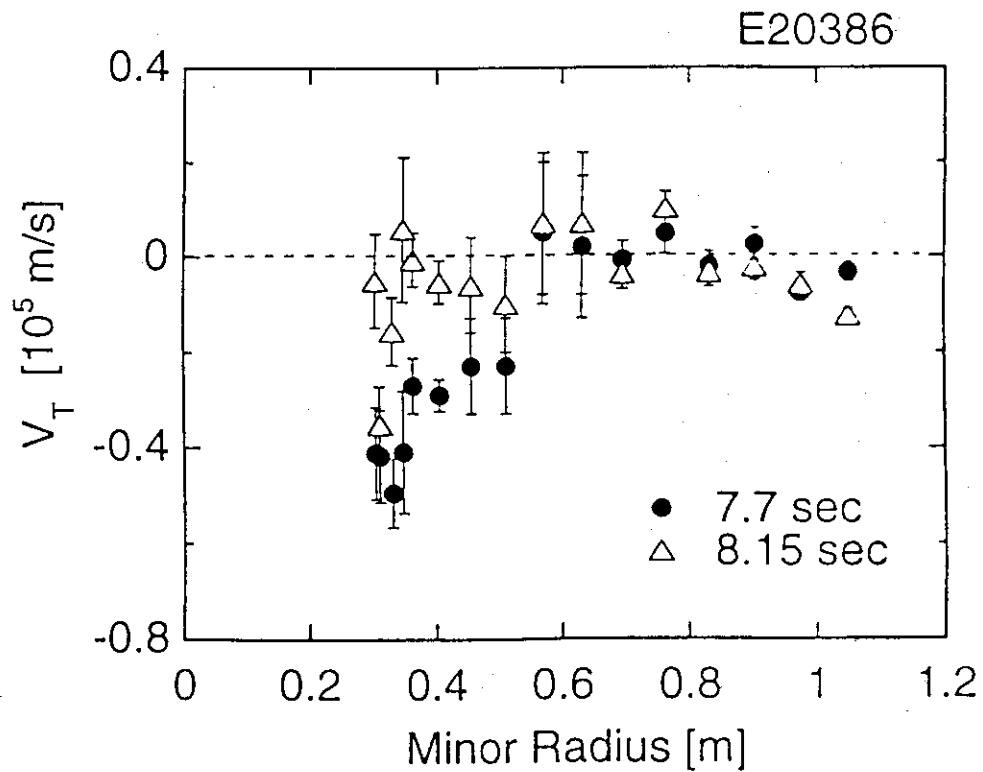


図 7.1 4 プラズマのトロイダル回転速度の半径方向分布

Continuum 減衰により抑制されやすいことから、発生しているモードはある範囲の n に限られると考えたほうが現実的である。従って、まず $m=n+1$ のライン上の●で示す4つのモードと□で示す1つのモードに注目し、 $n=7, 8, 9, 10, 11$ と推定した。これだけでは、同じ q のほかのトロイダルモード数の可能性もあることから、さらに後にドップラーシフトによる確認を行った。

図7.14に荷電交換再結合の分光を用いたプラズマ中の炭素イオンの回転速度測定により、もとめたプラズマのトロイダル回転速度の半径方向分布を示す。図7.12に示した7.7-8.15秒の間の回転分布の変化は、中心に近づくほど大きく変化し、周辺付近ではあまり変化していない。また、確かに8.15秒付近ではどの半径位置でも回転がほぼ停止していることが判る。

図7.15には、各モードのドップラーシフトによる周波数変位と回転周波数変位を示す。図7.12のように回転速度の半径方向分布が存在する場合、TAEモードの感じる回転速度の変化は明確には判らない。また、ICRF加熱による鋸歯状振動の安定化時は q 値の半径方向分布の時間変化も無視できず、回転速度分布自体は変わらなくても、同じ q 値にいるTAEモードの感じる回転速度は変化する。従って、実際にTAEモードが感じる回転速度の変化をより正確に評価するため、図7.15の横軸の回転周波数変位は、 f_4 のTAEモードのトロイダルモード数を図7.13から推定した10と仮定して、 f_4 のドップラーシフトに10分の1をかけることにより求めた。その結果ほかのTAEモードの周波数変位をプロットすると、 n を意味するそれぞれの傾きは図7.13から求めた n にほぼ一致した。ここで $n=8$ のモードのみ、傾きが7.4になっているのは、このモードのみが比較的半径方向の外側に位置しているため、回転速度の変化が小さかったためと思われる。

TAEモードを励起するためにはアルフベン速度程度的高速イオンが必要であるが、JT-60Uでの実験に用いた磁場が約3.8Tと他のトカマクに比べて高かったため、アルフベン速度が速く、非常に高速のイオンを閉じ込められる高プラズマ電流でのみしかTAEモードを観測することができなかった。図7.16にTAEモードの数とプラズマ電流の関

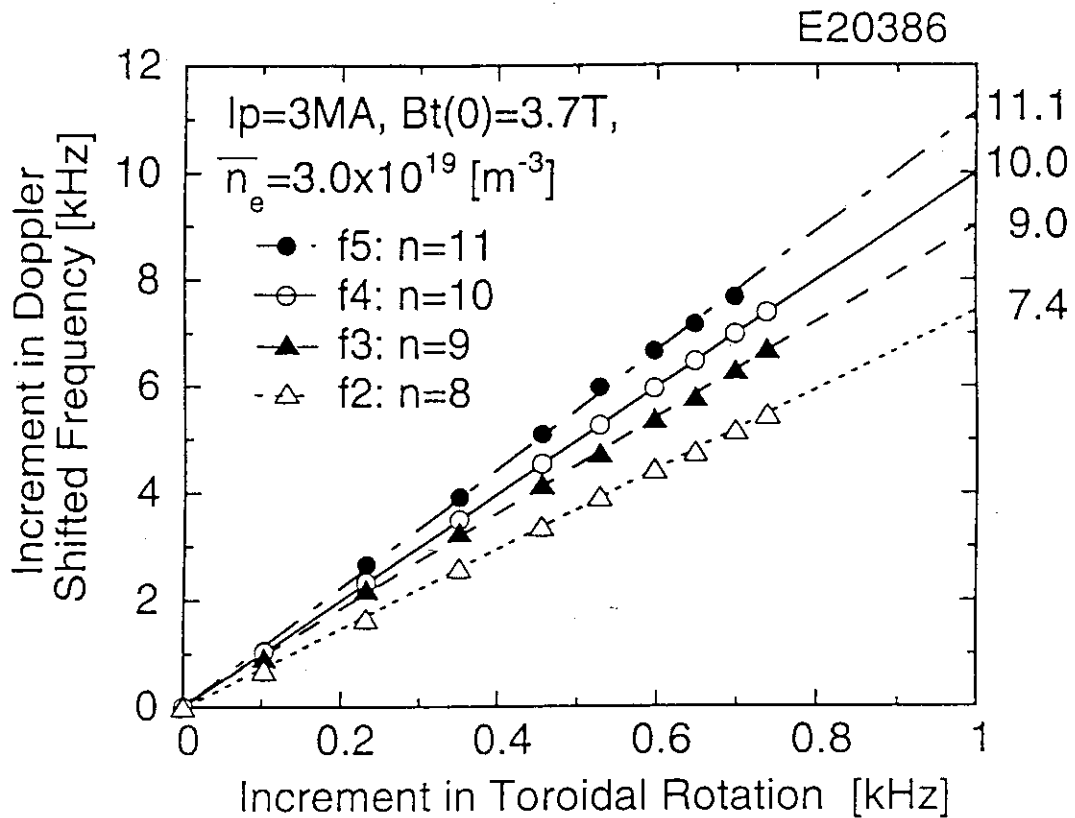


図 7.15 ドップラーシフトによる周波数変位と回転周波数変位

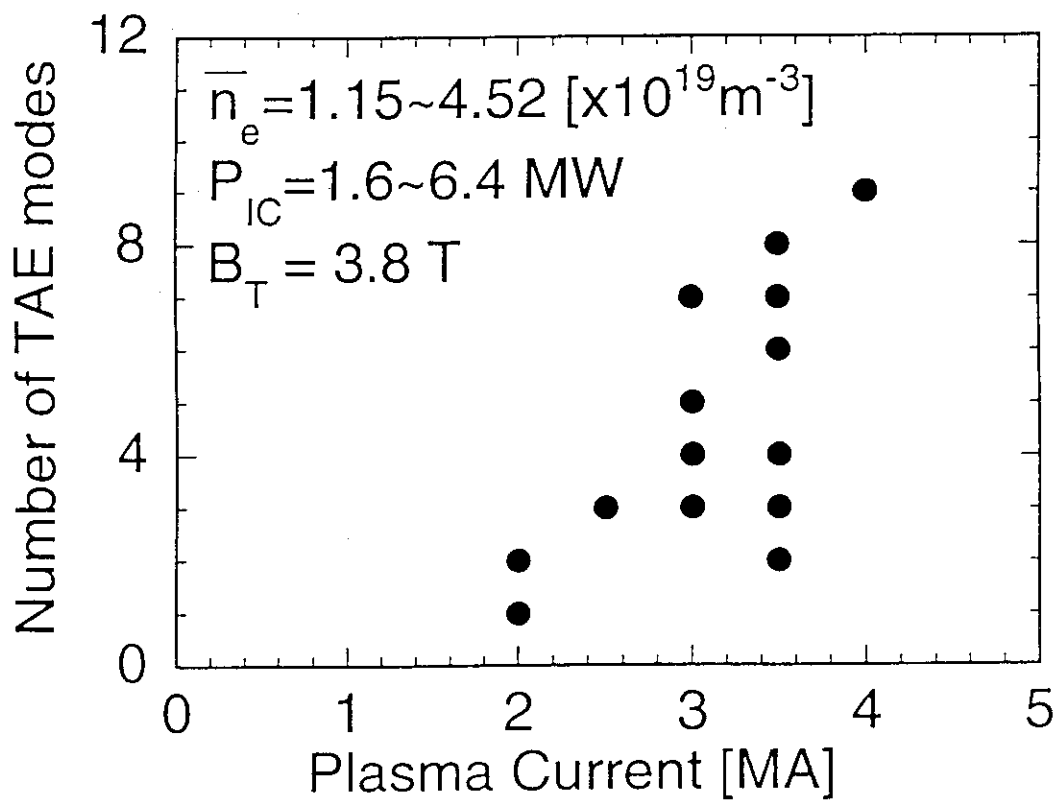


図 7.16 TAEモードの数とプラズマ電流の関係

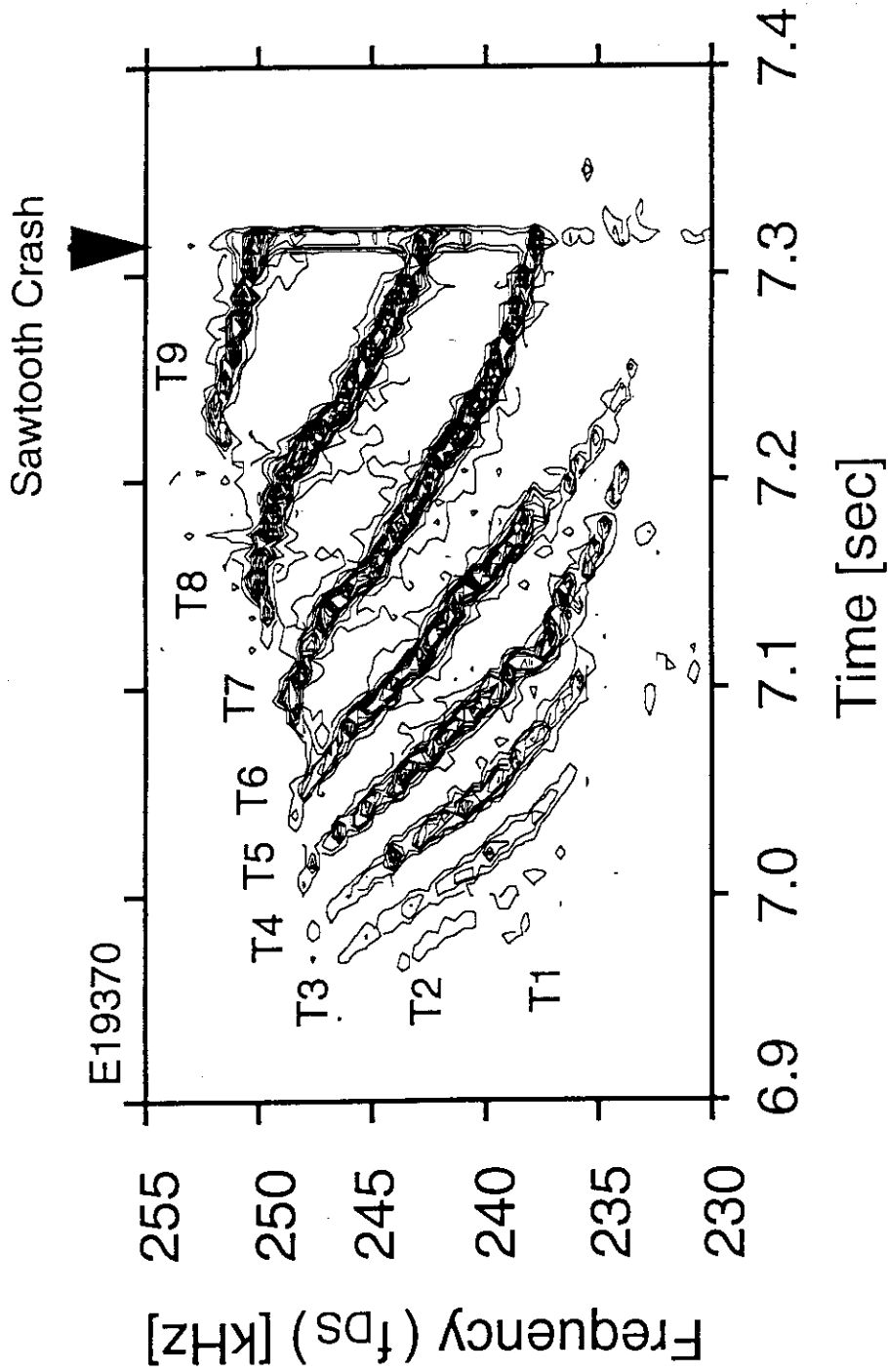


図 7.1 7 TAEモードの周波数スペクトルの時間変化
 $I_p=4\text{MA}$, $B_t(0)=3.8\text{T}$

係を示す。このデータはICRF単独加熱のみのものであるが、 $I_p \geq 2 \text{ MA}$ でのみTAEモードが観測され、TAEモードの数はプラズマ電流とともに増加し、4 MAでは9個に達した。この9個のTAEモードを観測した際の周波数スペクトルの時間変化を図7.17に示す。図7.10と同様に同一周波数帯で9個のモードがドップラーシフトによって周波数を変化させながら現れては消える。

このような連続的なTAEモードの出現を説明するために、図7.18に示すような新たな物理モデルを導入する。図7.18の縦軸は安全係数を、横軸はプラズマの小半径を表し、ICRF加熱によって発生した高速イオンの圧力勾配が大きくなる領域（この領域でTAEモードが発生）をハッチング領域と仮定する。JT-60Uでは測定不可能な q 分布も、TFTR、JET、Tore Supraなどのトカマクでは、ICRF加熱による鋸歯状振動安定化の際、中心付近の q 値が連続的に減少し、0.7付近にまで達していることが実験的に確認されている。この鋸歯状振動安定化時に q 値が連続的に減少する現象を、各時刻（ T_1 、 T_2 、 T_3 ）に応じた各安全係数分布（図7.18中に3本の実曲線で表示）で表すことにする。いま、TAEモードの存在する安全係数を q_1 、 q_2 、 q_3 と仮定すると、時刻 T_1 で q_1 に存在するTAEモードが現れ、 T_2 からは q_2 のTAEモードが、 T_3 からは q_3 のTAEモードが発

生する。このとき、各TAEモードの周波数は $f_{\text{TAE}} \approx \frac{V_A}{4\pi q R}$ で与えられるため、周波数は低いモードから高いモードへステップ状に変化してゆく。これが連続的に周波数が少しづつ高いほうにステップ的に変化しながら複数のTAEモードが現れては消える現象の物理と考えられる。

次に、図7.17に示した9個のTAEモードの推定を図7.19に示すACGマップを用いて行う。この場合、ICRF加熱時のトロイダル方向の回転を考慮し、観測されたTAEモードの周波数帯をトロイダルモード数に比例したドップラーシフトを考慮して太線で囲んだ領域に示す。ここで、トロイダル回転周波数は他のNBI+ICRFの複合実験時の値（NBIのみで1 kHz、NBI+ICRFで2 kHz）を基に電流と反対方向に1 kHzを仮定した。（しかし、ICRFのみでは高速イオンの損失が少ないため、実際にはもう少し遅い回転

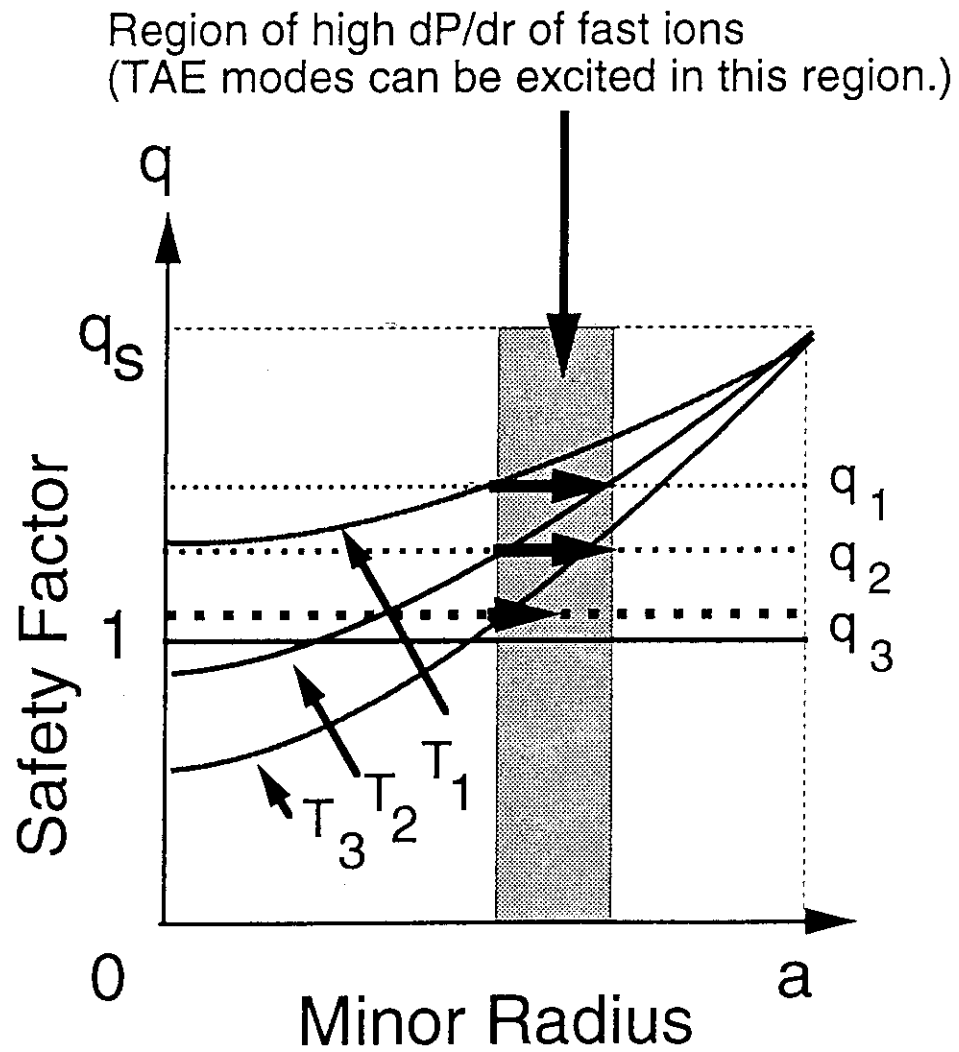


図 7.1 8 ICRF加熱における連続的なTAEモード励起の物理モデル

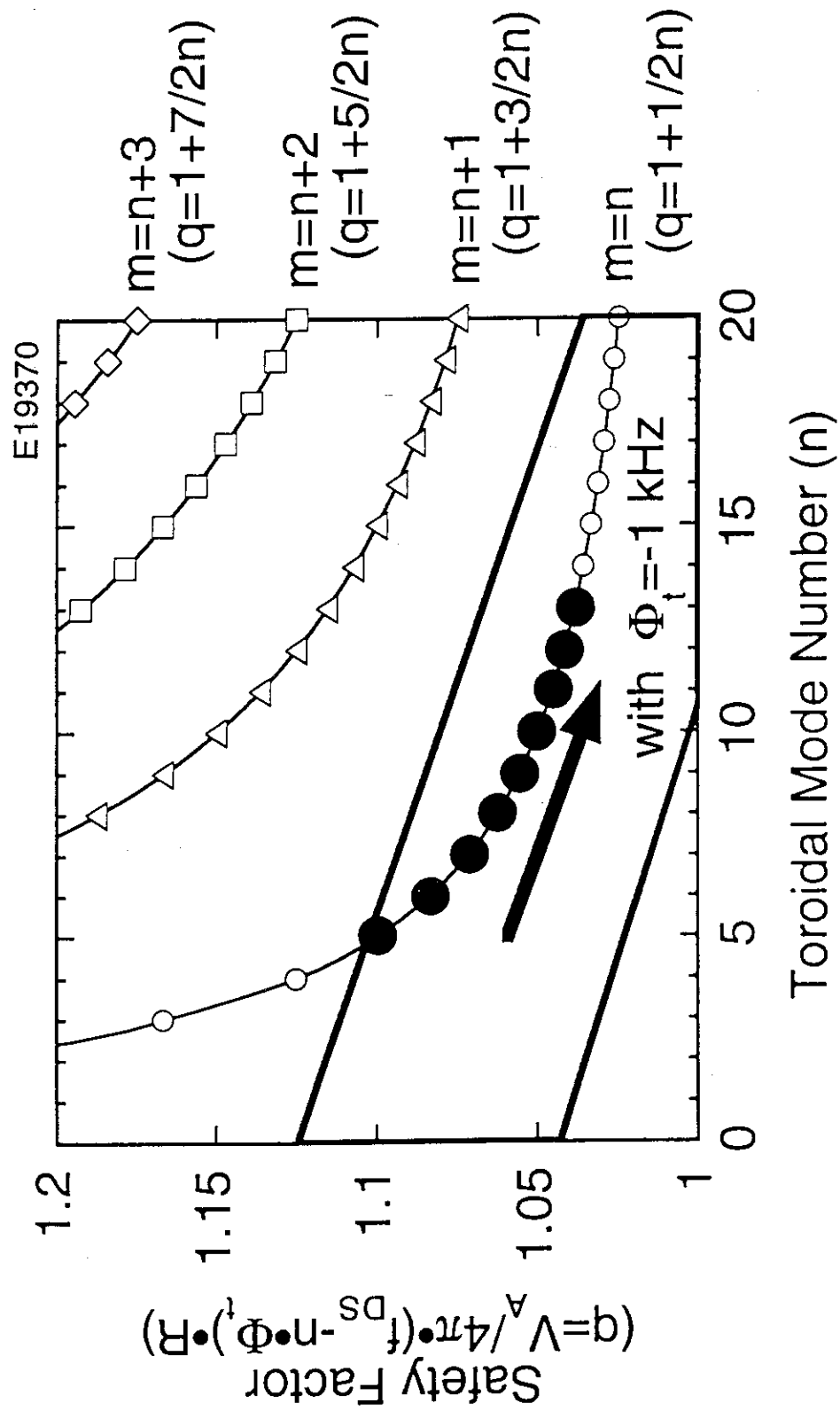


図7.19 連続的に発生するTAEモードのAGCマップ上のプロット
 $I_p = 4 \text{ MA}$, $B_t(0) = 3.8 \text{ T}$

速度と思われる。) 発生したTAEモードは、 $n=m$ のライン上のギャップに存在するTAEモード群と考えられ、矢印に従って q の高いほうから低いほうに順に発生しており、各TAEモードの周波数はドップラーシフトにより非常に近接した周波数となり、実験結果をよく説明している。また、9個のTAEモードが発生した事実を考えると、最低でも $n=13$ のモードまで発生していることになる。 $n>10$ のモードは他のトカマクでは観測されておらず、JT-60Uのような高プラズマ電流、高磁場領域でのみ、このような高 n モードが観測された事実は、ITERでの高 n のTAEモードの危険性を示す重要なデータとなった。

ここで、再び図7.16に示したTAEモードの数とプラズマ電流の関係を考える。ICRF実験でプラズマ中心の磁場は固定しており、電流を増加させることはプラズマ表面の安全係数のみならずTAEモードが発生している領域での q 値を下げることになる。そのため、観測されたTAEモードの周波数から求めた q 値も、電流が増加するに従って小さくなる。これにより、AGCマップ上に観測されたTAEモードをプロットすると発生し易い中ぐらいの n 領域($4 < n < 15$)では、観測されているTAEモード群が属するラインが次々と下がってくることが説明できる。例えば、 $I_p=3\text{MA}$ では $n=m+1$ のライン上にあったTAEモード群は、 $I_p=4\text{MA}$ では、 $n=m$ のライン上に移る。TAEモードが発生している領域の q 値の幅をほぼ一定とすれば、 $n=m$ のライン上の単位 q 当りのTAEモードのギャップの個数は、 $dn/dq=-2n^2$ であり、 $n=m+1$ のライン上では、 $dn/dq=-2n^2/3$ であるから、 $n=m$ のライン上に発生するTAEモードの個数の方が3倍多くなることになる。以上の理由も、プラズマ電流の上昇にともなってTAEモードの個数が増加する原因のひとつと考えられる。

7. 4 TAEモードの制御

図7.7の配位から求めたAlfvén continuumを図7.20に示す。図7.20(a)には、計算に用いた電子密度及び安全係数の磁気面分布を、図7.20(b)には、トロイダルモード数が8の場合について求めたAlfvén continuumと観測されたTAEモードの周波数(水平

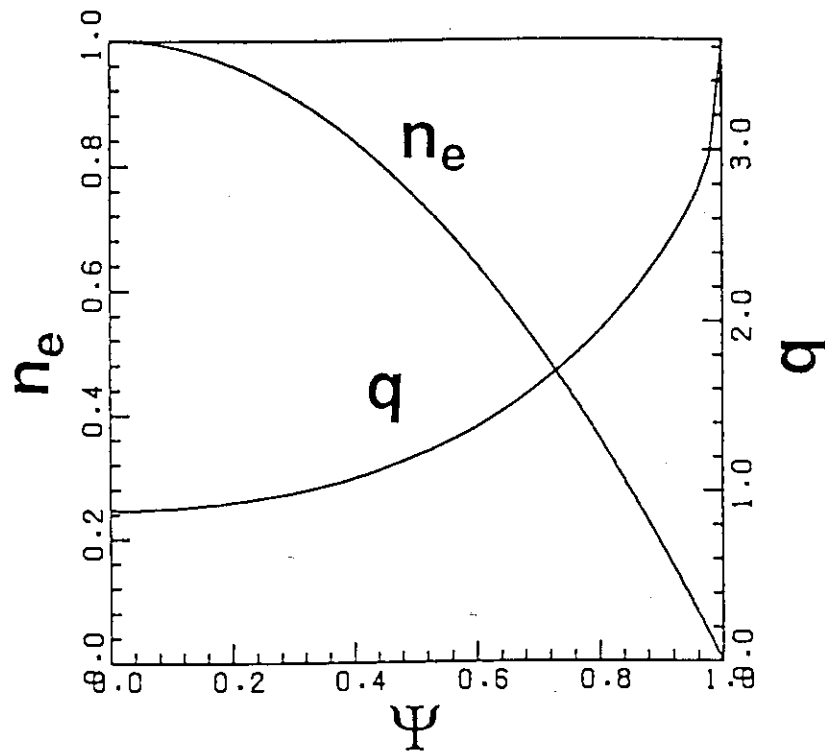


図 7.20 (a) Alfvén continuumを求める計算に用いた電子密度及び安全係数の磁気面分布

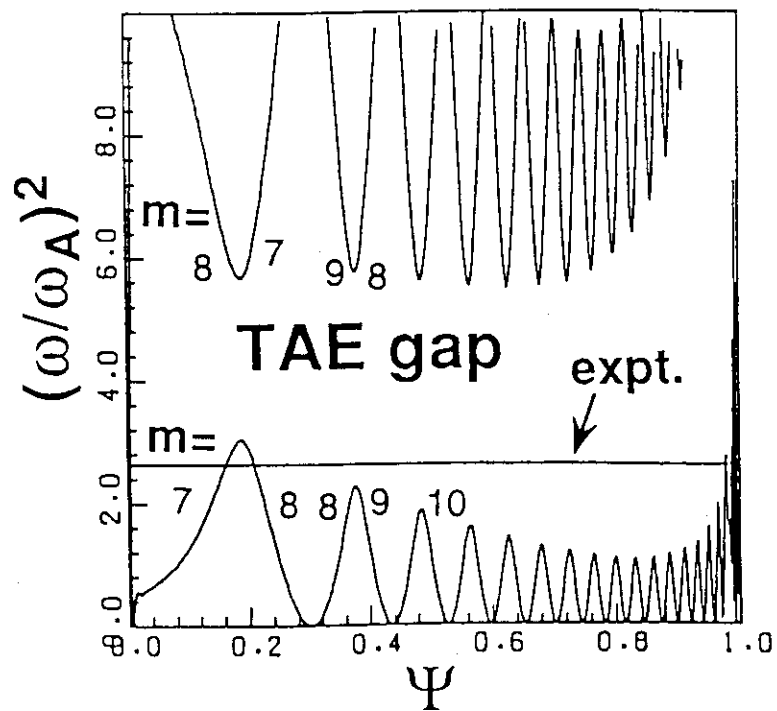


図 7.20 (b) JT-60U配位の Alfvén continuum($n=8$)と観測されたTAEモードの周波数

に引かれた直線)を示す。本来Alfvén continuumと交差するTAEモードは、Alfvén continuum減衰により抑制され易いが、観測された周波数は中心付近と周辺で交差している。しかし、観測された周波数はプラズマのトロイダル回転によるドップラーシフトを含んでいるため実際の周波数はこの値より高く、少なくとも中心付近ではAlfvén continuumと交差していないと考えられる。

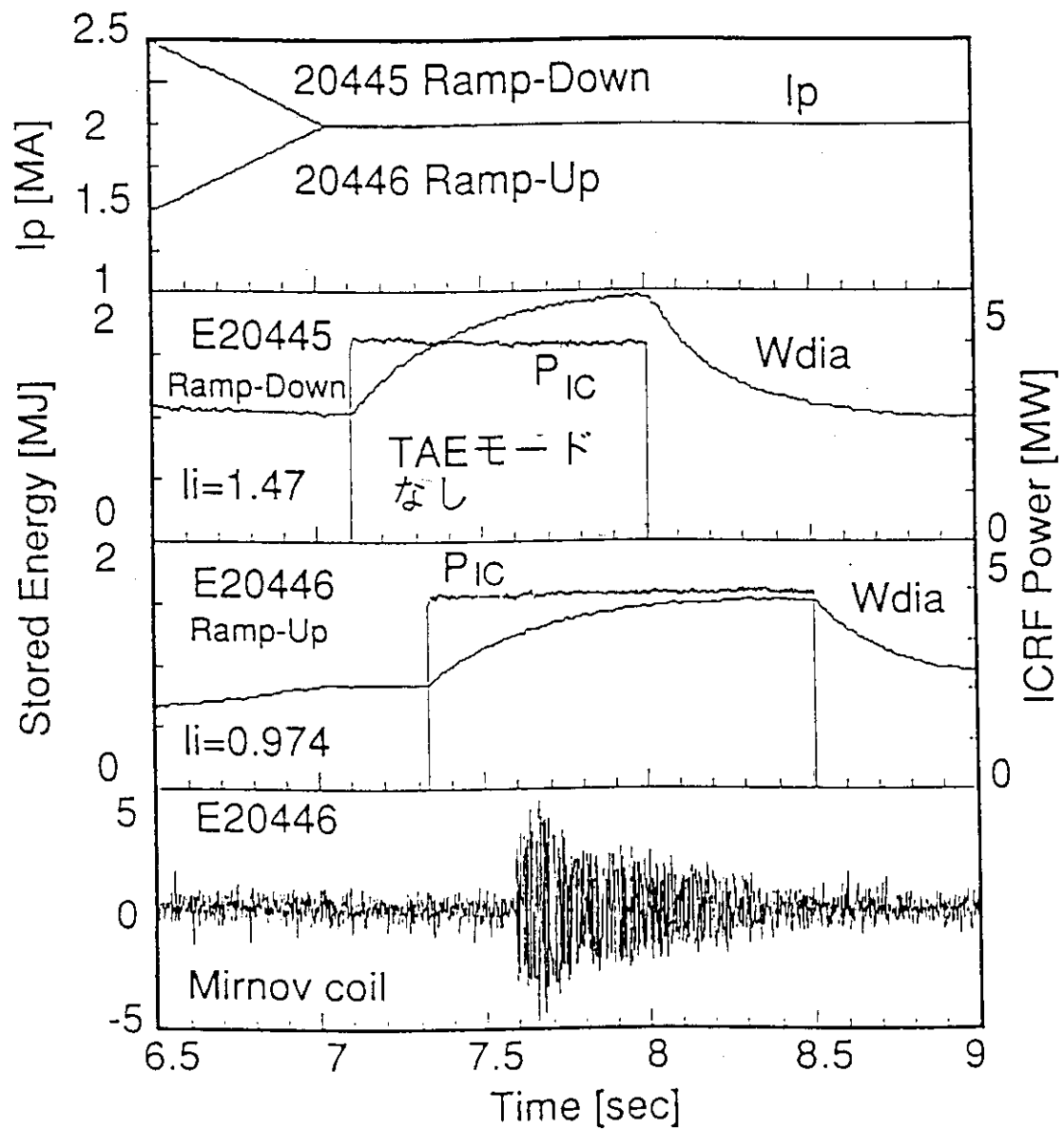
いま、Alfvén continuum減衰をTAEモードの制御に使うことを考えるならば、ギャップの中心周波数を全て同じ値にしてやれば、TAEモードはギャップの中心付近に位置するためAlfvén continuum減衰は小さくなり、その逆を行えば、Alfvén continuumと交差し、その交点付近でAlfvén continuum減衰が大きくなる。今、ギャップの中心周波数は、

$$f_{TAE} \approx \frac{V_A}{4\pi q R}$$

非常に平坦であるから、 $n_e \cdot q^2 = \text{constant}$ でAlfvén continuum減衰は小さくなる。つまり、 q 分布を平坦にすると(内部インダクタンスは小さくなり)TAEモードは励起され易く、 q 分布をシャープにすると(内部インダクタンスは大きくなり)TAEモードは抑制されることになる。

図7.21に内部インダクタンス制御によるTAEモードの制御実験の典型的な放電波形を示す。図7.21(a)は、ICRF加熱直前に電流立ち上げ(Ramp-up)、立ち下げ(Ramp-down)制御を行うことによりプラズマの内部インダクタンス(ii)を変え、TAEモードの制御を行った。電流立ち下げ時には、内部インダクタンスが1.47(ICRF入射時, $t=7.1\text{sec}$)にまで上昇しており、TAEモードは観測できないが、電流立ち上げ時には、内部インダクタンスが0.974(ICRF入射時, $t=7.34\text{sec}$)まで減少したため、顕著なTAEモードがICRFパルス入射後0.25秒後より観測されている。このような電流を変化させることによる内部インダクタンス制御は、DIII-Dでも行われTAEモードの抑制にも成功しているが[7.6]、おもに周辺の電流分布制御が中心となり、また、定常的なものではなく一時的な制御しか行えない。

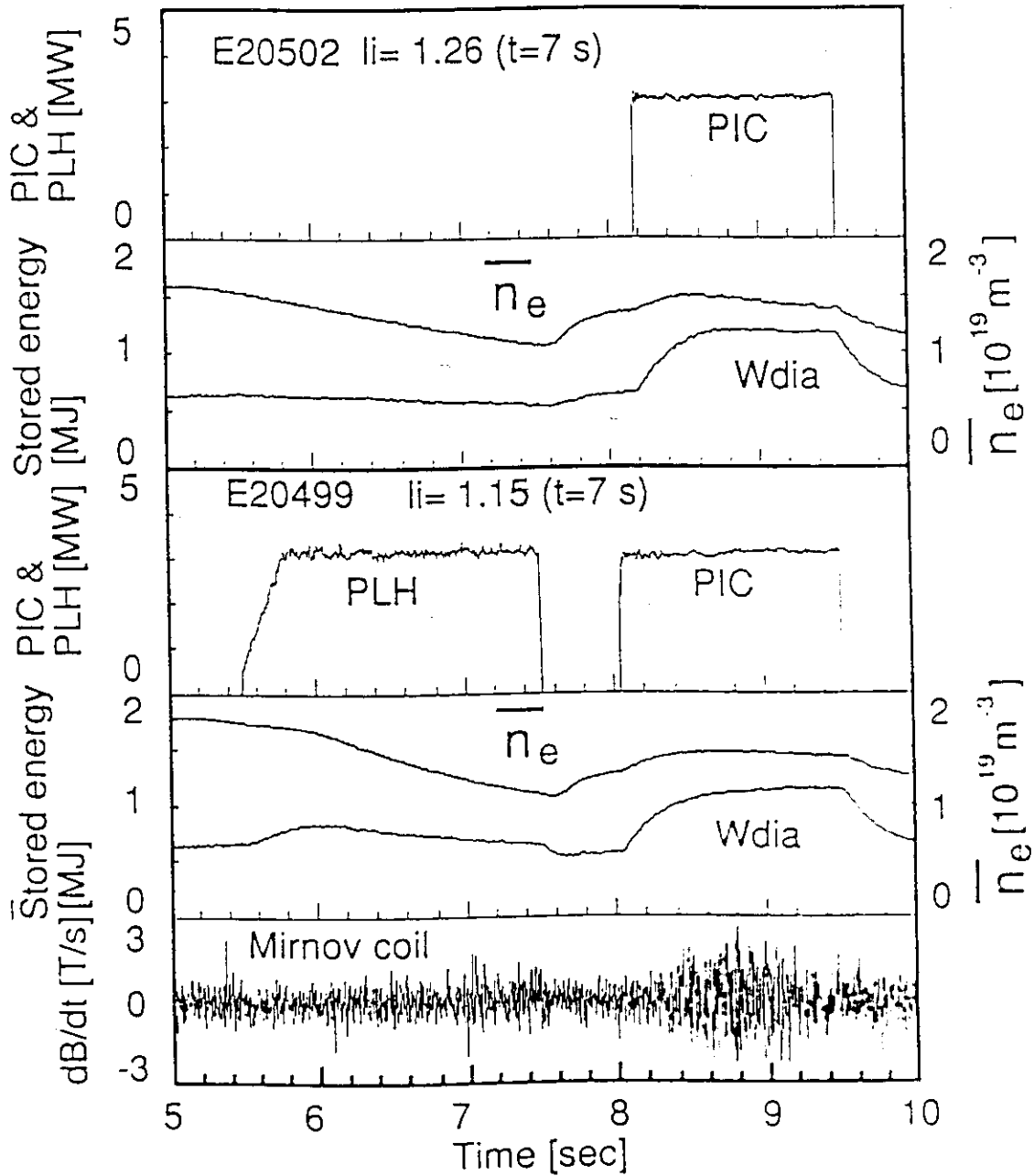
次に、定常的な制御が可能な非誘導電流駆動によるTAEモードの制御を行った。図7.



(a) 電流立ち上げ、立ち下げ制御によるTAEモードの制御

図7.2 1 内部インダクタンス制御によるTAEモードの制御

$I_p=2\text{MA}$, $B_t(0)=3.8\text{T}$, He (H) Plasma



(b) LHRFによる電流駆動によるTAEモードの制御

図 7.2 1 内部インダクタンス制御によるTAEモードの制御

2 1 (b)に示すように、LHCDをICRF加熱の前に入射することにより、内部インダクタンスの制御を行い、内部インダクタンス（7秒での値）が1.26では励起できないTAEモードを、1.15にまで下げることににより励起することに成功した。図7.22に内部インダクタンスとTAEモードのしきい値の関係を示す。横軸に内部インダクタンスを取り、縦軸にICRF加熱入力と $\langle T_e \rangle^{1.5} / \bar{n}_e$ の積を取った。ここで、高速イオンのSlowing down 時間は $\langle T_e \rangle^{1.5} / \bar{n}_e$ に比例するため、速波の吸収率が一定と仮定した場合、縦軸は高速イオンの β 値に比例した値を示している。ICRF加熱単独の場合で、TAEモードが観測された放電を●で、TAEモードが観測されなかった放電を○で表す。また、ICRFのパルスの前に、LHCDによって内部インダクタンスの制御を行った放電で、TAEモードが観測された放電を▲で、観測されなかった放電を△で表す。高速イオンの β 値のTAEモード励起に対するしきい値は、明らかに内部インダクタンスに依存しており、電流の制御も、LHCDによる内部インダクタンスの制御もほぼ同じしきい値でTAEモードが発生している。ただ、LHCDとICRHの同時入射時は、LHCDの内部インダクタンス制御にかかわらず非常に振幅の大きいTAEモードを観測した。これは高速イオンに低域混成波が吸収され、高速イオンが更に加速されたためと考えられる。従って、非誘導電流駆動によるTAEの抑制には、高速の α 粒子に吸収されないECCDやFWCD、高い周波数のLHCD等が適当と思われる。

最後に、ACGマップ上のTAE (●)、EAE (△)、NAEモード (TAEモードと一致) のギャップ分布とTAEモードの発生しにくい q の領域を図7.23に示す。JT-60UでのICRF加熱実験時に観測されたTAEモードは、局在化した q の領域（約0.06幅）で発生しており、図7.23から判るように有理面近傍には $i-1/2n < q < i+1/2n$ の領域で（ q の幅 $=1/n$ ）TAE(NAE)モードの無い q の領域が存在するため、通常励起され易い領域のTAEモード（ $n < (1/0.06) \sim 16$ ）の制御は q 分布の制御で行える可能性がある。この領域にも存在するEAEモードについては、DIII-Dでの実験結果より、TAEモードよりもはるかに発生しにくいことが実験的に確認されており、更に閉じ込めに対する影響等も判っておらず、今後の研究課題の一つと考えられる。

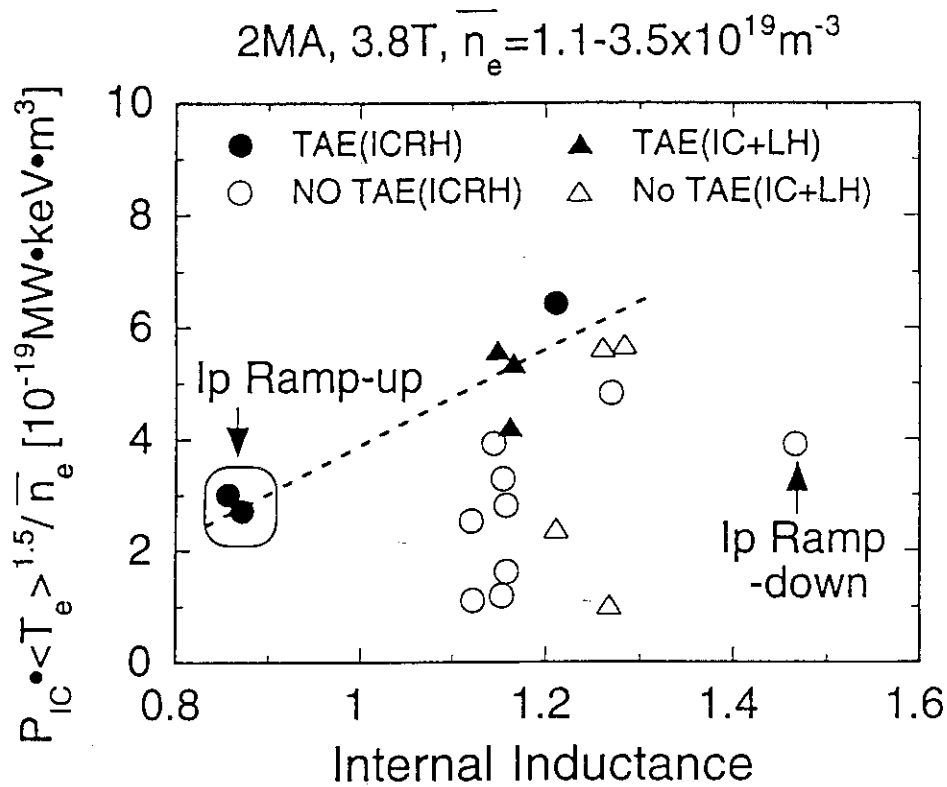


図7.22 内部インダクタンスとTAEモードのしきい値の関係

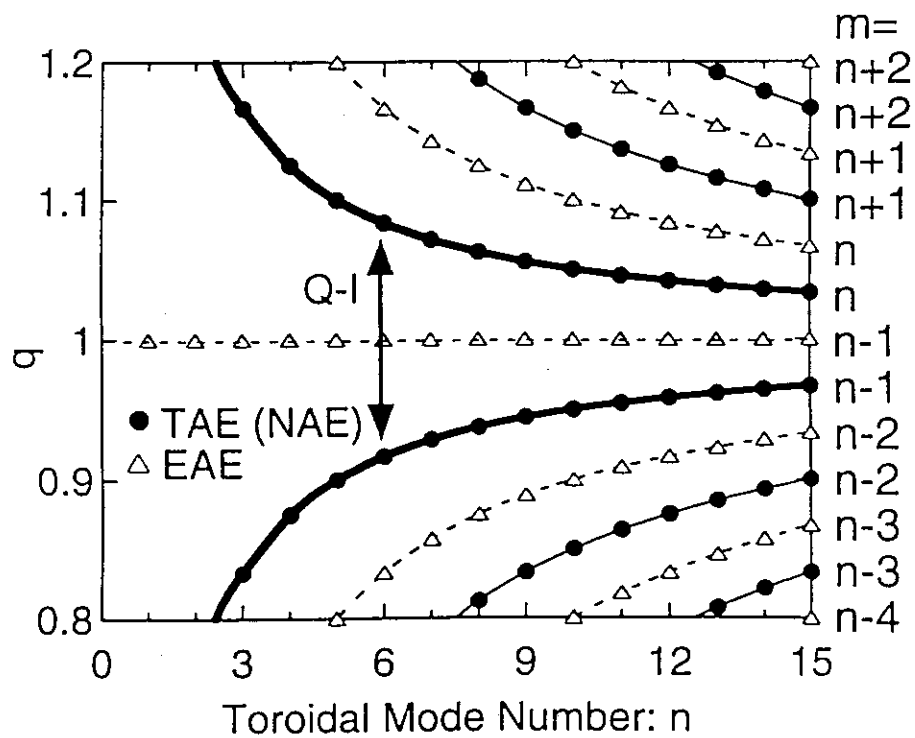


図7.23 ACGマップから見たTAE、EAE、NAEモードのgap位置とTAEモードの発生しにくい領域

以上のようにJT-60UのICRF加熱を用いたTAEモード実験では、世界に先駆けて高 n のTAEモードの研究を進めることができた。今後は、捕捉イオンの励起するTAEモードのみならず、核融合炉にとってより危険な非捕捉イオンの励起する高 n のTAEモードの研究ならびにその抑制の研究を、高密度、大電流、高磁場でもTAEモードが励起できる可能性のある500 keVの負イオンNBI加熱装置を用いて、1996年から開始する予定である。

7. 5 まとめ

核融合炉での高速 α 粒子による励起が予測されているTAEモードの研究を少数イオンの第2高調波ICRF加熱を用いて行った。ICRFの中心加熱により加速された高速のイオンにより複数のTAEモードが発生し、そのモードの数はプラズマ電流の上昇に伴って増加し、4 MAでは9個に達した。また、JT-60Uで観測されたTAEモードは、他の大型トカマクで観測された低トロイダルモード数ではなく、高トロイダルモード数のTAEモードであることを確認し、新しい物理モデルの導入により、ICRF加熱によって励起されたTAEモードの励起メカニズムを明らかにした。更に、内部インダクタンスの制御によるTAEモードの制御に成功した。今後は、高密度、大電流、高磁場でもTAEモードが励起できる500 keVの負イオンNBI加熱装置を用いて、核融合炉にとってより危険な非捕捉イオンの励起する高 n のTAEモードの研究を行う予定である。

参考文献

- [7.1] Fu, G.Y. and Van Dam, J.W., Physics Fluids **B 1**, 1949 (1989).
- [7.2] Cheng, C.Z., et al., Physics Fluids **2 9**, 3695 (1986).
- [7.3] Betti, R., et al., Physics Fluids **B 4**, 1949 (1992).
- [7.4] Heidbrink, W.W., Strait, E.J., et al., Phys. Rev. Lett. **7 1**, 855 (1993).
- [7.5] Mett, R.R., Mahajan, S.M., Phys. Fluids **B 4**, 2885 (1992).
- [7.6] Strait, E.J., Heidbrink, W.W., Turnbull, A.D., Chu, M.S. and Duong, H.H., Nucl. Fusion **3 3**, 1849 (1993).
- [7.7] Wong, K.L., Fonck, R.J., Paul, S.F., Roberts, D.R., Fredrickson, E.D., et al., Phys. Rev. Lett. **6 6**, 1874 (1991).
- [7.8] Wong, K.L., et al., Plasma Physics and Controlled Fusion **3 6**, 879 (1994).
- [7.9] Biglari, H., Zonca, F. and Chen, L., Physics Fluids **B 4**, 2385 (1992).
- [7.10] Ali-Arshad, S., et al., to be published on Plasma Physics and controlled fusion 1995.
- [7.11] Fu, G.Y. and Cheng, C.Z., Physics Fluids **B 4**, 3772 (1992).
- [7.12] Tayler, G., Bell, M.G., Biglari, H., Bitter, M., Bretz, N.L., et al., Phys. Fluids **B 5**, 2437 (1993).
- [7.13] Fasoli, A., Ali-Arshad, S., et al., "Alfven Eigenmodes Active Excitation Experiments in JET", Post-Deadline, Proc. 15th IAEA Conf. on plasma physics and controlled nuclear fusion research, (seville, 1994), (IAEA, Vienna) (1995).
- [7.14] Fasoli, A., Lister, J.B., et al., "Overview of Alfven Eigenmode Experiments in JET", 4th IAEA Technical Committee Meeting on Alpha Particles in Fusion Research, PPPL, Princeton, April 25-28, 1995, submitted to Nuclear Fusion.
- [7.15] Chiu, M.S. Turnbull, A.D., Greene, J.M., Lao, L.L., Chance, M.S., et al., "Theory of toroidicity-induced Alfven eigenmodes in a finite- β arbitrary cross-section tokamak and analysis of nonideal effects, stability thresholds, and nonlinear behavior", Proc. 14th IAEA Conf. on plasma physics and controlled nuclear fusion research

(Wurzburg, 1992) vol.2, (IAEA, Vienna), 71 (1993) .

- [7 . 1 6] Heidbrink, W.W., Strait, E.J., et al., Nuclear Fusion, **31**, 1635 (1991).
- [7 . 1 7] Duong, H.H., Heidbrink, W.W., et al., Nuclear Fusion **33**, 749 (1993).
- [7 . 1 8] Fu, G.Y., "Existence of core localized toroidicity-induced Alfvén eigen mode", to be published on Phys. Plasmas in 1995.
- [7 . 1 9] Breizman, B.N. and Sharapov, S.E., "Energetic particle drive for toroidicity-induced Alfvén eigen modes and kinetic toroidicity-induced Alfvén eigen modes in a low-shear tokamak", Institute for Fusion Studies in the Univ. of Texas, DE-FG05-80ET-53088-671, August (1994).
- [7 . 2 0] Saigusa, M., Kimura, H., Fujii, T., Moriyama, S., Sato, M., et al., "Comprehensive Studies on Second Harmonic ICRF Heating in JT-60U", Proc. 15th IAEA Conf. on plasma physics and controlled nuclear fusion research, (seville, 1994), (IAEA, Vienna), IAEA-CN-60/A-3-I-5 (1995).
- [7 . 2 1] Kimura, H., Saigusa, M., Moriyama, S., Kondoh, T., Neyatani, Y., et al., Physics letters A, **199**, 86 (1995).
- [7 . 2 2] Saigusa, M., Kimura, H., Moriyama, S., Neyatani, Y., Fujii, T., et al., "Investigation of high-n TAE modes excited by minority ion cyclotron heating in JT-60U", Plasma Phys. and Control. Fusion **37**, 295 (1995).

第8章 結 論

8. 1 本研究のまとめ

トカマク型核融合実験装置JT-60及びJT-60Uにおいて、アンテナを中心とするイオンサイクロトロン波帯加熱装置の研究開発および加熱に関する物理的研究を行った。

まず、JT-60トカマク型核融合実験炉のICRF高周波加熱装置の設計製作に従事し、トロイダル方向とポロイダル方向に2段2列の位相制御型JT-60 ICRF加熱用アンテナの開発を行った。このアンテナの特長は、将来の放射化を考慮リモートメンテナンスが可能なプラグイン型アンテナであること、アンテナ間の位相制御が可能であり、高周波損失が少なく速波を励起しやすい単層のファラデーシールドを採用している点である。

次に、このアンテナアレイを用いてJT-60にて高調波共鳴加熱実験を行った。結合抵抗は $(0, 0)$ モードの方が $(\pi, 0)$ モードよりも高く、電子密度依存性も小さかった。また、Hモード発生時の結合抵抗の変化はトロイダル方向波数に依存しており、Hモード遷移時に $(0, 0)$ モードでは結合抵抗が減少するが、 $(\pi, 0)$ モードでは増加する現象が観測されたが、その物理像を初めて解明した。最高加熱入力 $(0, 0)$ モードで3.1 MWに達し、アンテナ前面の電力密度は16 MW/m²と世界最高値を達成した。

加熱時の放射損失の増加率は、第一壁やアンテナガードリミタにTiCコーティングをされたモリブデン板を用いた場合には非常に大きく、低密度の $(0, 0)$ モードでは220%に達する場合もあったが、吸収の良い高密度プラズマや $(\pi, 0)$ モード、NBIとの複合加熱時は改善された。また、第一壁やアンテナガードリミタをカーボン化することによって、位相差によらず30%程度まで抑制することができた。

加熱効率は $(\pi, 0)$ モードの方が $(0, 0)$ モードよりも高く、少数イオンの高調波加熱の方が多数イオンの高調波加熱よりも高かった。また、第3高調波加熱の有効性も実証された。

閉じ込め特性はLモード則と一致していたが、NBIとの複合加熱時には、速波がイオンビームに吸収されることにより高効率の加熱が観測された。また、少数イオンの高調波加熱時に観測された鋸歯状振動の安定化によっても閉じ込めは20%程度改善された。

ICRF加熱時に速波のパラメトリック崩壊によって生じるIBWが観測され、その強度と放射損失の増加との相関を世界で初めて確認した。

JT-60U ICRFアンテナの開発では、JT-60でのICRF加熱実験結果をもとに、加熱効率の良い $(\pi, 0)$ モードでアンテナとプラズマ間距離を広げた状態で良好な結合特性を有し、なおかつ整合が容易なアンテナの開発を試みた。まず、結合特性を劣化させずに整合を容易にするためにアンテナ間の金属仕切り板を提案し、その解析が行える結合コードの開発を行った。このコードはJETで開発されたコードをアンテナアレイ用に改造拡張したものであり、仕切り板で仕切られたトロイダル方向のアンテナアレイの各結合抵抗を精度良く求めることができる。これと平行してモックアップアンテナの高周波特性試験を行い、アンテナ間に金属仕切り板を有するアンテナの高周波特性を確認した後、開発した結合コードによって最適設計を行った。

低 N_z のシャープなスペクトルが励起できるJT-60U ICRFアンテナは設計どおりに非常に大きい結合特性を有し、世界に例を見ない高性能なアンテナとなった。加熱効率の高い $(\pi, 0)$ モードの最大入射電力は7MWに達し、結合抵抗は非常に広い密度領域($\bar{n}_e = 1 - 5.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$)でほぼ一定であり、大電力加熱実験に必要な 2Ω よりも十分に大きい $3.5 - 6\Omega$ 程度の値をファラデーシールドとセパトリックス間距離が12-14 cmと従来に比べ3倍以上の距離で実現した。そして、 q_{eff} が2.7という低 q 放電時に、ELMの無いHモードに対して、ファラデーシールドからセパトリックスまでの距離を15 cm離れた状態で、装置の定格出力5MWまでの加熱実験に成功した。これにより、結合抵抗が小さい低 q 放電で、更に結合抵抗が低下するELMの無いHモードが発生した状態でも、遠隔からのICRF加熱が十分に可能であることが実証された。また、 $(0, 0)$ モードの場合には、高密度ほど結合抵抗が大きく、その値はファラデーシールドとセパトリックス間距離が25-27 cmで、 $7-11\Omega$ 程度の非常に大きい結合抵抗を得ることができた。

加熱時の放射損失の増加に関しては、アンテナ開口部の面積をJT-60の6倍にすることによりアンテナ近傍の高周波電磁界を低減させ、アンテナ近傍からの高周波電磁界によ

る不純物の発生を抑制したため、 $(\pi, 0)$ モードによる大電力加熱実験時の放射損失の増加率は10%以下にまで低減することができた。また、放射損失と不純物の増加率が高周波入射電力の上昇とともに減少する現象が観測されたが、実験とFokker-Planckコードによる評価により、ICRF加熱によって加速された高速イオンの増加に伴う速波の吸収率の改善で説明できることが判った。

$(\pi, 0)$ モードでの加熱特性はLモード則に一致したが、鋸歯状振動の安定化により20-30%程度の改善が観測された。少数イオンの第2高調波加熱による鋸歯状振動の安定化は、他の基本波共鳴を用いたトカマク装置に比べ効率がよく、低安全係数で単位粒子数あたりのRF電力が少なくても安定化できることが実証され、最長で2.33秒までの安定化時間が観測された。しかし、 $(0, 0)$ モードでの加熱効率は著しく低く、少なくとも現在までの実験では顕著な加熱は観測できなかった。

最後に、核融合炉で高速 α 粒子による励起が予測されているTAEモードの研究を少数イオンの第2高調波加熱を用いて行った。ICRFの中心加熱により加速された高速のイオンにより複数のTAEモードが発生し、そのモードの数はプラズマ電流の上昇に伴って増加し、4MAでは9個に達した。また、JT-60Uで観測されたTAEモードは、他の大型トカマクで観測された低トロイダルモード数ではなく、高トロイダルモード数のTAEモードであることを確認した。そして、新しい物理モデルの導入により、ICRF加熱によって励起されたTAEモードの励起メカニズムを明らかにし、内部インダクタンスの制御によるTAEモードの制御に成功した。

8. 2 今後の展望

核融合炉には、定常炉とパルス炉の二つの考え方があるが、第一壁及びダイバータ材料の熱疲労を考えるならば、定常炉の方が設計が容易であることは明かである。現在最も核融合炉に近いプラズマ条件を達成しているトカマク型核融合炉では、電磁誘導を用いないプラズマ電流駆動として、高トロイダル β 値のトカマク配位をもちいて、ブートストラップ電流を全プラズマ電流の70-80%程度まで引き上げ、非誘導電流駆動駆

動の受け持つ電流を20～30%にまで下げる設計検討が行われ始めた[8.1]。そのため、ITERでも初期の自己点火に必要な加熱用電力を用いて電流駆動を行う場合、比較的低い電流駆動効率($\sim 0.2 \times 10^{20} \text{ A/m}^2 \text{ W}$)でバランスの取れた設計が可能になった。これは電流駆動実験の実績の少ない速波電流駆動にとって朗報ではあるが、ITER等で電流駆動装置に採用されるには、まず、高電子温度のプラズマを用いた高効率電流駆動実験の実績が必要と思われる。また、ITERのAdvancedシナリオで要求されているのは、シード電流としての中心電流駆動よりも、MHD不安定性の抑制を目的とした周辺部(中心から半径の70%付近)の電流駆動の方が駆動電流が大きいので(ITERのAdvancedシナリオで要求されている非誘導駆動電流は、中心部0.5MA、周辺部2.5MA)、1994年にTFTRで初めて確認されたIBWへのモード変換を利用した周辺部での電流駆動の研究も理論、実験ともに進めてゆく必要がある。

現在でも将来でも最も重大な問題になっているアンテナの結合とファラデーシールドの熱負荷設計を解決するために、TEXTOR、DIII-D、Wisconsin 大学等でファラデーシールドの無い実験が行われ、実際に加熱効果が確認された。これらの実験に引き続き、ASDEX-Uでもファラデーシールドの無いアンテナでのICRF加熱によりHモードが達成された[8.2]。また、JFT-2Mではファラデーシールドの良い特性のみを残した新しい概念のバックファラデーシールド[8.3]を用いた速波の結合実験を1994年に開始し、1995年11月には、速波電子加熱実験にてバックファラデーシールドの有効性を実証した。バックファラデーシールドを用いれば、ITERにおけるアンテナとプラズマの間隔は従来より更に10cm程度遠ざけることができるため、アンテナの熱的問題はかなり緩和されるであろう。このようにして残された問題が完全に解決されたならば、ICRF加熱は核融合炉にとって最も望ましい、高効率で廉価な加熱電流駆動方式と成るであろう。

しかし、例えば核融合炉の実証が行えたとしても、核融合炉が商業的に成立し得るか否かは別の問題である。自己点火条件の達成を目標とする実験炉のITER(熱出力1.5GW、発電無し)でさえも、本体のみの建設費が8000億円程度と推定されており、将来の商業炉までのステップとして原型炉、実証炉を考えるならば、近未来での核融合発電の

コストは、既存の軽水炉どころか高速増殖炉（原型炉「もんじゅ」：6000億円/発電28万kW）よりも更に高くなると考えられる。現在までのように経済性を無視して、装置の大型化と極限技術の追求を続ける限り、核融合関係の大型プロジェクトは終結し、再び基礎研究の時代を迎える可能性が高い。ITERにおける自己点火条件の達成は、原理の実証から経済性の追求へと研究テーマの方向転換の転機とも考えられる。

また、軽水炉、高速増殖炉と同様に、核融合炉も三重水素という放射性同位元素を扱う限り、安全性の確保には最大限の注意を払わなければならない。特に三大トカマク中、三重水素の使用実績がない日本は、この分野での後進国であり、これからの積極的な研究が望まれる。この際、不必要に信頼性のみを振りかざすことなく、謙虚な気持ちで、放射性物質は必ず漏洩することを前提に、安全装置の設計、マニュアル整備等にも力を注ぐべきであろう。

近い未来、たとえ大型プロジェクトが消滅したとしても、我々はいつか核融合発電が本当に必要になる日が来ることを信じ、開発された技術や解明された物理を論文として残すとともに、更なる物理的、工学的研究開発を進め、軽水炉や高速増殖炉よりも遥に経済的で安全な核融合炉を実現するべく努力し続けなければならない。

参考文献

- [8.1] Kikuchi, M., "Prospect of a Stationary Tokamak Reactor", Plasma Phys. Control. Fusion 35, B39 (1993).
- [8.2] Noterdaeme, J.-M., et al., "Achievement of the H-mode with a screenless ICRF antenna in ASDEX Upgrade", to be published on Proc. of the 11th Top. Conf. on Radio Frequency Power to Plasma, Palm Springs, USA, (1995).
- [8.3] Saigusa, M., Moriyama, S., Fujii, T. and Kimura, H., "New conceptual antenna with spiral structure and back Faraday shield for FWCD", Proc. IAEA technical committee meeting on RF launcher for plasma heating and current drive, Nov. 10-12, 1993, Naka, Japan, JAERI-Conf 94-001, 49 (1994).

謝 辞

本研究を行うにあたり、終始適切なるご指導とご鞭撻を賜りました東京工業大学工学部電気電子工学科教授、石井彰三博士に感謝の意を表します。

本論文の作成に際し、貴重な御意見、御指導を戴きました東京工業大学原子炉工学研究所教授、嶋田隆一博士、工学部電子物理工学科教授、後藤尚久博士、総合理工学研究科創造エネルギー専攻教授、堀田栄喜博士、工学部電気電子工学科教授、安藤真博士に厚く感謝いたします。

本研究全般にわたって御指導戴きました日本原子力研究所那珂研究所、木村晴行主任研究員、藤井常幸主任研究員、森山伸一研究員、永島孝核融合工学部次長、今井剛RF加熱研究室長、太田充核融合工学部長、山本巧RF装置試験室長に厚く感謝いたします。

そして、実験上多大のご協力を戴いた日本原子力研究所那珂研究所、RF装置試験室、JT-60運転グループ、炉心プラズマ第1実験室、炉心プラズマ第2実験室、プラズマ物理実験研究室、JFT-2M試験室及びRF加熱研究室の皆様にお礼を申し上げます。