九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

TRIAM-1の乱流加熱実験

中村, 幸男
九州大学応用力学研究所 : 助教授

平城, 直治
九州工業大学情報工学部 : 教授

中村, 一男
九州大学応用力学研究所 : 助手

永尾, 明博
九州大学応用力学研究所 : 助手

他

https://doi.org/10.15017/4743697

出版情報：應用力學研究所所報. 58, pp.29-77, 1983-02. 九州大学応用力学研究所
バージョン：
権利関係：

KYUSHU UNIVERSITY

TRIAM-1 乱流加熱実験

中村幸男* 平城直治†
中村一男† 菊池満†
永尾明博† 河合良信*
伊藤智之‡

概　要

本研究所においてかねてから推進されてきたプラズマ理論および基礎実験の研究の上に立って，昭和52年度からスタートした強磁場トカマク装置（TRIAM-1）による高温プラズマの閉じ込めおよび乱流加熱の実験研究は昭和54年度までに数々の成果を上げ，所期の目的はほとんど達成された．これらの研究成果については「強磁場トカマク TRIAM-1 研究成果報告」にまとめられている．本報告書は TRIAM-1 プロジェクトの第2期計画（昭和55，56年度の2ケ年の年次計画）で得られた成果をまとめたものである．

TRIAM-1プロジェクトの第2期計画においては，計測機器の整備及び実験装置の改良によって，乱流加熱に関する木目細かい実験を行ない，特に乱流加熱のメカニズム解明を中心テーマとして進められた．この中で得られた重要な結果として，(1)乱流加熱時におけるイオン音波の検出，(2)波—粒子相互作用による高エネルギーイオンの生成とそのエネルギーの緩和過程の解明，(3)ダブルパルス乱流加熱の有効性検証などが上げられる．さらに，高密度プラズマ領域での乱流加熱実験でも良好な結果が得られており，乱流加熱のトカマクプラズマへの適用法が明確となった．

なお，当研究所では TRIAM-1 の成果の上に立って，高温・高密度のプラズマの閉じ込めと乱流加熱法の大型トカマクプラズマへの適用性を検証するため，中規模強磁場トカマク TRIAM-1M の建設を開始した．

Key words: Tokamak, Turbulent heating, Ion acoustic instability, Critical drift velocity, Streaming parameter, High energy ion tail, Double pulse.

* 九州大学助教授，応用力学研究所
† 九州大学助手，〃
‡ 九州大学教授，〃

目　　次

1. はじめに 30
2. 実験の推移 32
3. 実験装置及び計測機器の整備 33
3-1. TRIAM-1の整備経過の概要 33
3-2. 第2期計画における実験装置の改良 34
(1) 乱流加熱電源 34
(2) フィードバックコントロールシステム 35
(3) プラズマ電流波形制御電源 39
3-3. 第2期計画における計測機器の整備 39
(1) 2mm 及び 4mm マイクロ波散乱計測器 39
(2) S_i (L_i) 軟X線測定器 39
(3) 真空紫外分光器 40
(4) 放射測定器 41
(5) データ処理装置 42
4. 実験結果 46
4-1. 53, 54年度までに得られた結果 46
4-2. 乱流加熱におけるマイクロ波散乱実験 47
4-3. 軟X線測定 49
4-4. 乱流波動の励起臨界条件 52
4-5. 乱流加熱におけるイオン加熱過程 57
4-6. 高密度プラズマにおける乱流加熱 61
4-7. 低周波乱流加熱実験 64
4-8. ダブルパルス乱流加熱実験 67
(1) 同極性及び異極性ダブルパルス 67
(2) 立上り時間の異なるダブルパルス 72
5. 結び 75
謝辞 76
研究報告文献 76

1. はじめに

小型強磁場トカマク装置 TRIAM-1 は，(1)強磁場トカマクプラズマの閉じ込めとその比例法則の確立，および(2)トカマクプラズマの第2段加熱法としての乱流加熱法の有効性の検証を主要な研究目的として製作されたものであり，当初の目的は TRIAM-1 プロジェクトの第1期計画（昭和53,54年度の

2ケ年の年次計画）においてほとんど達成され，乱流加熱は簡便で且つ安価な第2段加熱法として有望であることが実証された．この乱流加熱をトカマクプラズマの第2段加熱法として確立するためには，(1)乱流加熱機構，(2)大型装置への適用性を明らかにしなければならない．そこで，第2期計画では，乱流加熱機構の解明に重点を置いて実験が進められた．

乱流加熱実験はこれまで様々な直線型あるいはトーラス型装置で活発に行われてきたが，加熱機構に関する定説は今のところないようである．現在までに明らかにされた実験事実から乱流加熱現象をふりかえってみると，次のような乱流加熱過程が考えられる．乱流加熱は磁場に平行な立上りの速い加熱電場（Dreicer 電場よりも大きい）を印加することによってプラズマ中に電流を発生することから始まるが，このときに起こる現象として表皮電流の形成がある．高周波の電流あるいは電磁波において良く知られている現象であるが，乱流加熱の場合，後で述べるようにプラズマ波動の励起がともなうため，古典的な表皮効果だけでは評価できない．また，時間的に表皮電流のプラズマ中へのしみ込みも観測されており，現象は複雑である．次に乱流波動の励起の段階に移るわけであるが，プラズマの表皮領域にある電子は加熱電場によって加速され，電子群とイオン群の間に大きなドリフト速度の差を生じる．このような状況ではプラズマ中に波動が励起されることが理論的に示されており，実際実験的にもイオン音波，Buneman 不安定波，イオンサイクロトロン波などが観測されている．この波動励起の段階で重要となるのがストリーミングパラメータ $\xi = v_d/v_e$（v_d：電子のドリフト速度，v_e：電子の熱速度）であり，この値によって励起される波動が決まる．乱流加熱機構を調べる上で励起波動を検出することとストリーミングパラメータの時間変化を調べることは非常に重要なことである．またプラズマの加熱という観点からみるとプラズマ周辺で励起された波動がプラズマ中心へ伝播するか，あるいは出来るだけプラズマ中心に近いところで波動が励起されることが望ましい．従って，励起波動の伝播など空間的に波動測定を行なうことも重要である．乱流波動の励起にともなって起こる現象としてプラズマの異常抵抗及び電子加熱があげられる．通常のプラズマの抵抗は粒子間のクーロン衝突で評価できるが，波が存在すると波による散乱が重要となり，通常のプラズマ抵抗よりもずっと大きな異常抵抗を示す．このときプラズマへの入力エネルギーは $R_{an}I^2$（R_{an}：異常抵抗，I：乱流加熱電流）であるから有効なプラズマ加熱（電子加熱）が観測される．異常抵抗に関しては励起されている波動との関係，即ち，理論的に予想される各種波動に対応する異常抵抗値との比較は一つの重要な課題である．最後にイオンの加熱に関してであるが，核融合にとってはイオンの加熱が重要な問題であり，従って，乱流加熱によるプラズマ加熱もイオン加熱が最も重要な課題である．実験的には乱流加熱によってイオンが有効に加熱されることがいくつも報告されているがその加熱機構は解明されているとはいえない．乱流加熱実験においてはほとんどイオンの速度分布関数に高温成分と低温成分の二つが現れ，高温成分の生成には波と粒子の相互作用によるランダウ減衰が考えられる．このことを確認するためには，波動とイオンの速度分布との関係を空間的にまた時間的に精度良く測定する必要がある．またイオン加熱を考える場合には励起波動の飽和過程も一つの重要な問題である．

以上のように乱流加熱過程には様々な現象が混在しており，多方面からの情報を総合的に判断することによって乱流加熱機構が解明されるものと考えられる．そこで，TRIAM-1 の乱流加熱実験では乱流

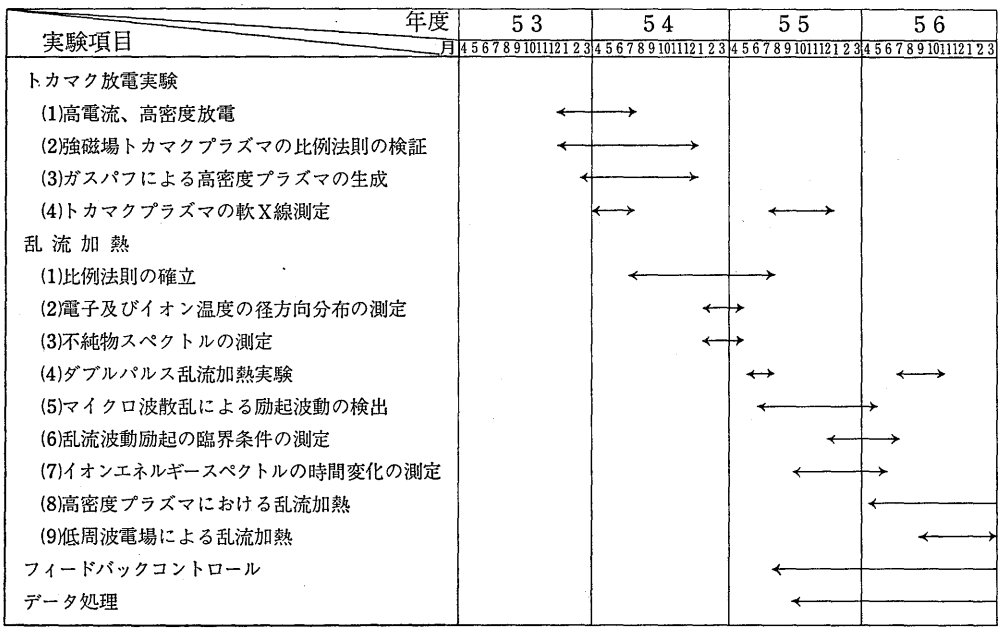
加熱によって励起される波動を検出するためにマイクロ波散乱によるプラズマ密度揺動の測定を行ない，同時に乱流波動励起の臨界条件を調べた．また，イオンの加熱機構を探るためにイオンのエネルギースペクトルを測定時間の精度を上げて測定した．さらにマルチパルス乱流加熱の可能性を探るためにダブルパルスによる乱流加熱の効果あるいは高密度プラズマ領域での乱流加熱についての実験を行った．

本報告書は TRIAM-1 の第2期計画である昭和55年度および昭和56年度に得られた成果について記述したものである．

2. 実験の推移

TRIAM-1プロジェクトの主要研究目的は強磁場トカマクプラズマの閉じ込めとその比例法則の確立および乱流加熱によるプラズマ加熱であり，昭和53年12月からトカマク放電実験が開始された．それ以後の実験の推移を第1表にまとめて示す．トカマク放電実験においては強磁場トカマクプラズマに特長的な高電流密度および高密度プラズマの生成を目指し，世界的にトップレベルのプラズマ平均電流密度 $<j>=950\ \mathrm{A/cm^2}$，線平均プラズマ密度 $\bar{n}_e=1\times10^{14}\ \mathrm{cm^{-3}}$ を通常のトカマク放電によって得ることができた．また，放電パラメータを変化させることによって強磁場トカマクプラズマの諸量（プラズマ電流密度，プラズマ密度，イオン温度，電子温度）に関する比例法則を確認した．さらにガスパフによる高密度プラズマの生成実験においては $\bar{n}_e=2.2\times10^{14}\ \mathrm{cm^{-3}}$ が得られ，小型ながら強磁場トカマクの威力を示した．

第1表　TRIAM-1 実験の推移



昭和54年6月からは乱流加熱電源の整備により乱流加熱実験が開始され，トカマクプラズマの閉じ込めの性質を変えることなく，即ち，乱流加熱によるプラズマの異常損失を起こさずにプラズマを加熱し，加熱されたプラズマは良好に閉じ込めることができた．さらに強磁場トカマクプラズマの乱流加熱（特にイオン加熱）に関する比例法則が確立され，プラズマ電流方向と同方向（正極性）に乱流電流を誘起した場合あるいは反対方向（負極性）に誘起した場合，いずれの場合にも有効なイオン加熱が観察された．最適条件においてはイオン温度 T_{io}=170 eV が T_{io}=580 eV まで増加するという記録的な結果を得た．また，乱流加熱パルス印加時及びその後の電子温度，イオン温度の径方向分布の測定により電子温度分布には乱流加熱に特有のスキン効果が観察されたが，イオン温度分布には乱流加熱パルス印加後 100 μs 以降にはスキン効果が見られず，プラズマ全体にわたって温度上昇が観察された．以上の昭和53，54年度の実験結果については第1期計画（昭和53，54年度）の研究成果報告書に詳しく説明されている[7]．

昭和55，56年度の第2期計画においては，乱流加熱実験の詳細実験，即ち，乱流加熱によって励起される波動の検出，エネルギー輸送（特にイオン加熱）の解明，乱流加熱の最適化（プラズマパラメータ及び乱流加熱パルスパラメータの最適化）に関する実験を行ない，乱流加熱法をトカマクプラズマの追加熱法として確立することを目指した．実験結果の詳細は第4章において述べる．また，第2期計画では，安定で再現性の良いトカマクプラズマを生成するためにフィードバックコントロールシステムを整備し，高電流高密度放電の実験を行なった．さらに，データ処理装置を導入することによって，実験データのオンライン処理を可能にし，プラズマパラメータが正確にしかも短時間に設定できるように計画した．また，実験データの処理能力の向上によって実験の能率を良くし，出来るだけ同時測定が可能になるように計画した．

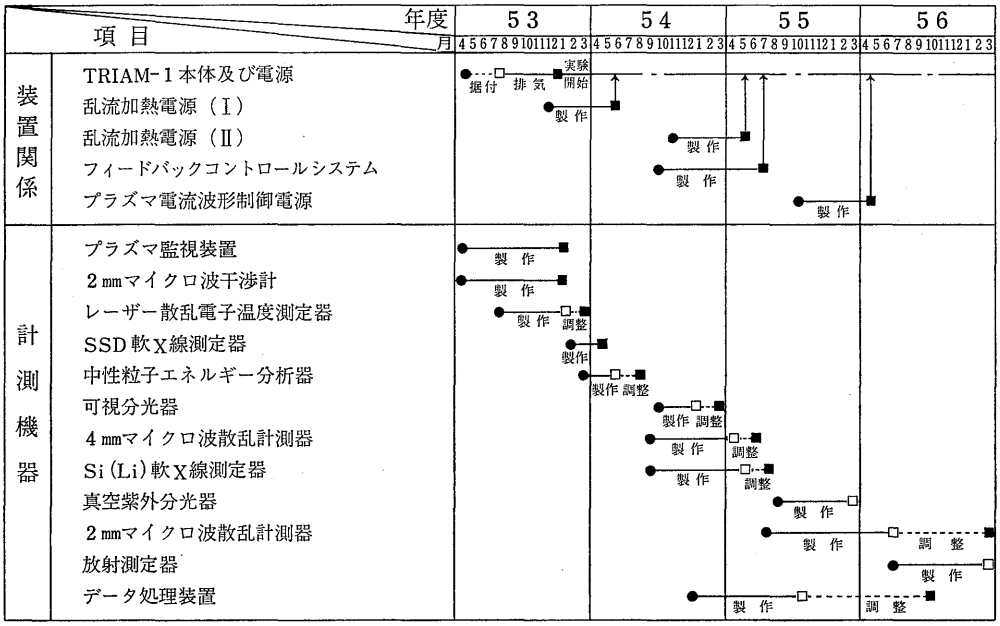
3. 実験装置及び計測機器の整備

3-1. TRIAM-1 の整備経過の概要

TRIAM-1 の第1期及び第2期計画の実験装置及び計測機器の整備経過を第2表にまとめて示す．TRIAM-1 装置本体の据付は昭和53年4月に開始され，12月までに排気系の整備及び電源の通電テストを完了し，すぐに実験が開始された．トカマク放電の実験が続けられる中で乱流加熱電源（3.75 μF，40 kV，3 kJ のコンデンサバンク）が製作され，54年6月には乱流加熱実験が可能となった．これで第1期計画の実験装置の整備は完了し，トカマク放電実験及び乱流加熱実験が精力的に行なわれた．計測機器はプラズマ密度を測定する 2 mm マイクロ波干渉計，電子温度測定用ルビーレーザ散乱装置，イオン温度を測定する中性粒子エネルギー分析器などが整備され，生成プラズマのパラメータ及び加熱プラズマのパラメータが測定された．さらにプラズマの MHD 不安定性及び不純物量の測定を行なうために SSD 軟X線測定器，可視分光器を整備し，特に乱流加熱時の MHD 不安定性及び不純物量に関する測定を行なった．第1期計画において整備された実験装置及び計測機器の詳細は第1期計画の研究成果報告書[7]に記述されている．

第2期計画においては乱流加熱法をトカマクプラズマの追加熱法として確立するために重要なダブル

第2表　TRIAM-1 の 整 備 経 過

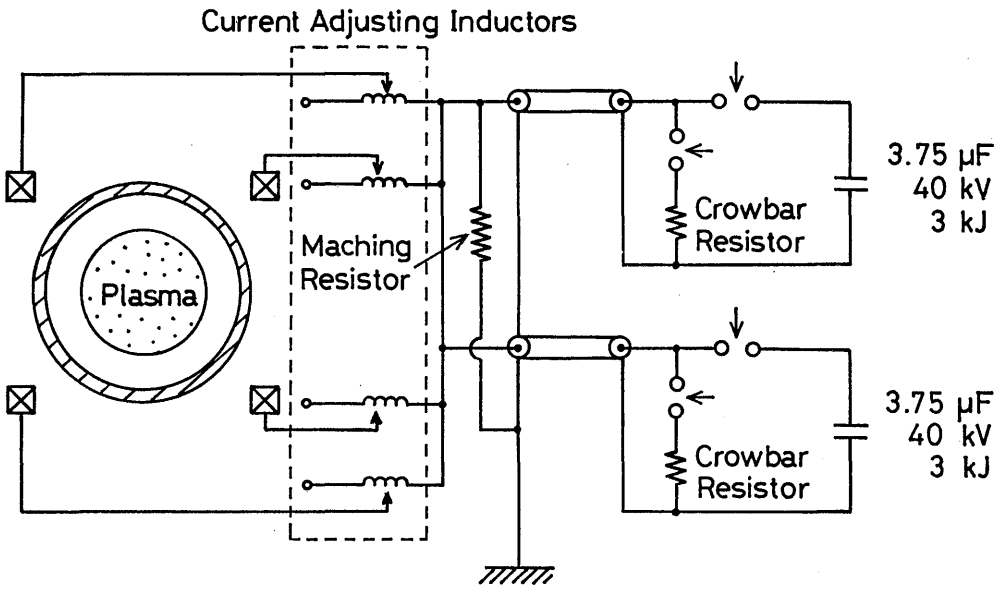


パルス乱流加熱実験，即ち，乱流加熱パルス（パルス巾約 8 μs）を2回印加する実験に必要な乱流加熱電源（第1期計画のものと同じ）を整備し，マルチパルスによる乱流加熱の可能性を調べた．フィードバックコントロールシステムは精度の良い実験を行なうために整備され，プラズマ電流制御電源はプラズマ電流分布制御の実験のために整備されたが，低周波（立上り時間の遅い）乱流加熱実験にも使用されている．計測機器は乱流波動の検出のために 4 mm 及び 2 mm のマイクロ波散乱計測器を製作し，電子温度の時間変化及び不純物量を測定するために $S_i(L_i)$ 軟X線測定器を整備した．また，不純物量測定には真空紫外分光器も準備した．さらにエネルギー収支を評価する時に重要となるプラズマからの放射損失を測定する放射測定器を製作した．データ処理装置は実験を円滑にしかも能率良く進めるために必要不可欠のものであり，第2期計画において整備を完了した．

3-2. 第2期計画における実験装置の改良

(1) 乱流加熱電源

本電源はプラズマに高電場パルスを印加するためのものであり，コンデンサバンクの放電によって乱流加熱コイルに短かいパルス電流を流し，プラズマ領域に誘導電場を生成する．第1図に示されるように乱流加熱コイル電源は第1期計画において整備された電源と同じものを並列に接続し，2個の乱流加熱パルスを適当な時間間隔で印加できるように改造した．高圧回路のためスイッチング素子としては気中ギャップスイッチを使用し，負荷端における反射を防ぐためにマッチング抵抗を挿入した．また，乱流加熱コイルは4本並列にプラズマの外側に配置されており，プラズマ中心で漏れ磁場が最小となるよ

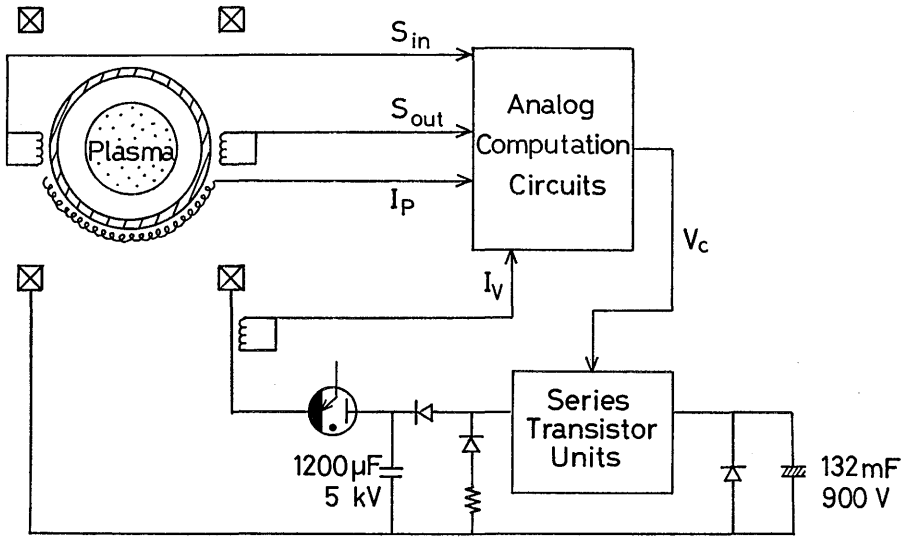


第1図　乱流加熱システム

うに内側と外側のコイル電流比を調整するインダクタンスを挿入した.

(2)　フィードバックコントロールシステム

第1期計画においてプラズマの水平位置制御は垂直磁場コイルの電流波形整形によってプレプログラム制御を行なっていたため，プラズマの位置コントロールが正確に行なえず，プラズマの持続時間は



第2図　フィードバックコントロールシステム

10 ms 以下であった．第2期計画においてはプラズマ放電の最初から最後までプラズマの位置コントロールを正確に行ない，安定なプラズマを生成するためにフィードバック制御回路を垂直磁場コイル電源に付加した．第2図にフィードバックコントロールシステムのブロック図を示す．フィールドバック制御回路は垂直磁場コイル電源（コンデンサバンク：132 mF，900 V）と負荷（垂直磁場コイル）との間に挿入された多数のパワートランジスタ（4個シリーズ60個パラレル結線）で構成されており，垂直磁場コイルの電流を制御する．プラズマ電流立上げ時の制御は立上げ用コンデンサ（1200 μF, 5 kV）のプレプログラム制御によって行ない，主コンデンサバンクの放電電流はプラズマの水平位置を検知しながらフィードバック制御される．プラズマの水平位置検知はプラズマの内側と外側に置かれた2個の磁気プローブとプラズマ電流及び垂直磁場コイル電流の信号をアナログ回路に入力することによって計算され，そのプラズマ水平位置に対するフィードバック制御信号がトランジスタ制御回路へ入力される．本フィードバックコントロールシステムの応答時間に関してはコンデンサ電源を使用しているため，立上り時間は $\sqrt{LC}$，立下り時間は L/R（L：負荷コイルインダクタンス，C：コンデンサ電源容量，R：電流制限時に生じる逆起電力からトランジスタを保護するためのクローバ回路抵抗）の時定数を持つものと考えられるが，実際の測定からも立上り時間が約 10 ms，立下り時定数約 1.5 ms という予想された結果が得られた．しかし，実際のプラズマ変位に対するフィードバックの応答性で重要なのは dB_V/dt（B_V：垂直磁場）であり，本システムは，プラズマパラメータの変化（例えば乱流加熱時の β の変化）に対して必要な dB_V/dt（150 G/m sec：但し 150 G はプラズマ平衡に必要な磁場の約25％に相当する）が得られるように設計，製作した．

プラズマの水平位置は薄肉シェル近似によって求められた次式で計算される．

$$\frac{I_p \Delta_H}{\tau_k} = \frac{d}{dt}(C_1 I_P) + \frac{C_2 I_P}{\tau_k} \tag{1}$$

$$C_1 = K_1 \frac{u_1}{u_2} - K_2 \frac{B_V}{I_P} - K_3 \frac{B_C}{I_P} + K_4$$

$$C_2 = K_5 \frac{u_1}{u_2} - K_6 \frac{B_V}{I_P} - K_7 \frac{B_C}{I_P} + K_8$$

$$K_1 = \frac{d(b^2 - a^2)}{b^2}$$

$$K_2 = \frac{2\pi(b^2 - a^2)}{\mu_0}$$

$$K_3 = \frac{2\pi}{\mu_0} \frac{(b^2 - a^2)(b^2 + d^2)}{b^2}$$

$$K_4 = \frac{b^2 - a^2}{2Rb^2}\left(b^2 \ln\frac{8R}{b} + d^2 \ln\frac{8R}{d} - b^2\right)$$

$$K_5 = d$$

$$K_6 = \frac{2\pi a^2}{\mu_0}$$

$$K_7 = \frac{2\pi(a^2 + d^2)}{\mu_0}$$

$$K_g=\frac{1}{2R}\left(a^2\ln\frac{8R}{a}+d^2\ln\frac{8R}{d}-a^2\right)$$

但し，a: プラズマ小半径，b: シェルの半径，d: 磁気プローブ位置の半径，

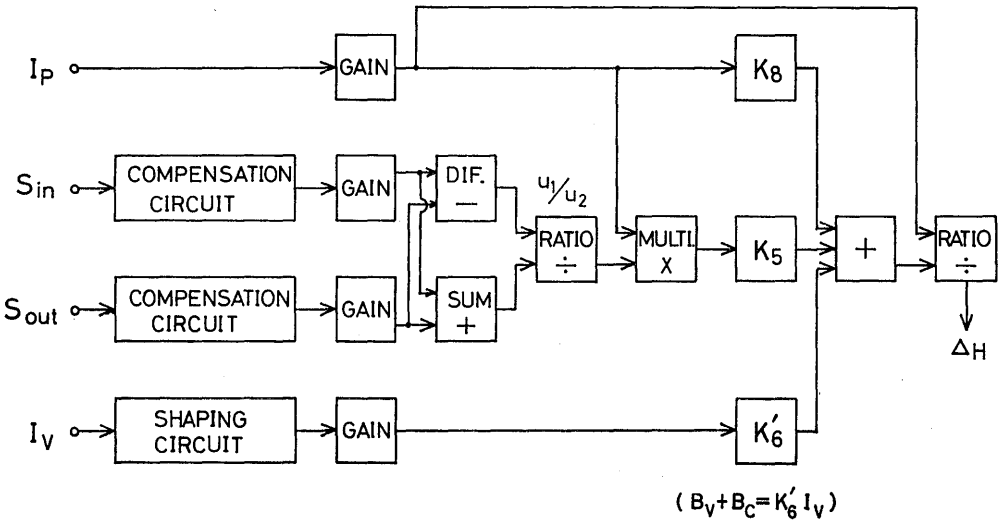
R: プラズマ大半径，I_P: プラズマ電流，B_V: 垂直磁場，B_C: 鉄心イメージによる垂直磁場，

u_1/u_2: プラズマ位置検知用磁気プローブの和と差の信号比，τ_k: シェル時定数

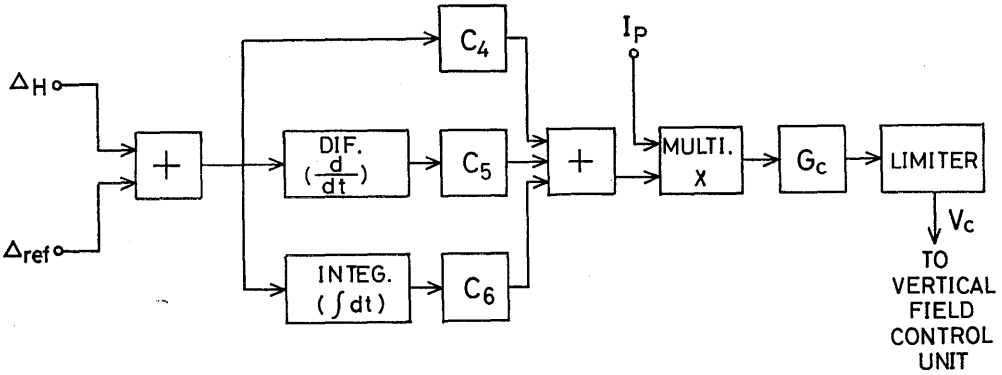
(1)式によってプラズマの水平位置が計算されるが，現在の TRIAM-1 のアナログ計算回路においては右辺第1項が省略されており

$$\Delta_H=K_5\frac{u_1}{u_2}-K_6\frac{B_V}{I_P}-K_7\frac{B_C}{I_P}+K_8 \qquad (2)$$

として計算されている．第3図(a)にアナログ計算回路の入力信号処理部のブロック図を示すが，位置検知用磁気プローブ信号は不正磁場を取り除いてから入力され，垂直磁場は垂直磁場コイル電流（I_V）に



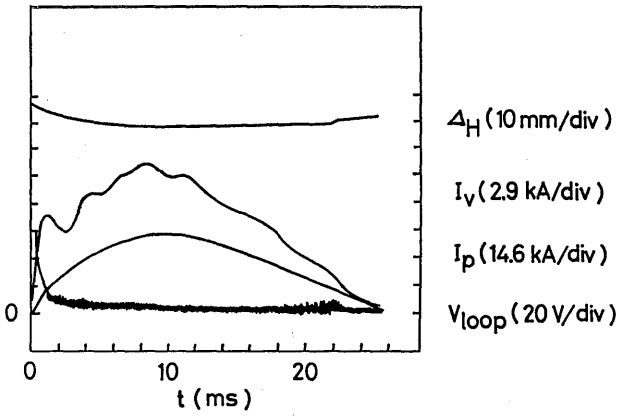
第3図 (a)　　アナログ計算回路入力信号処理部



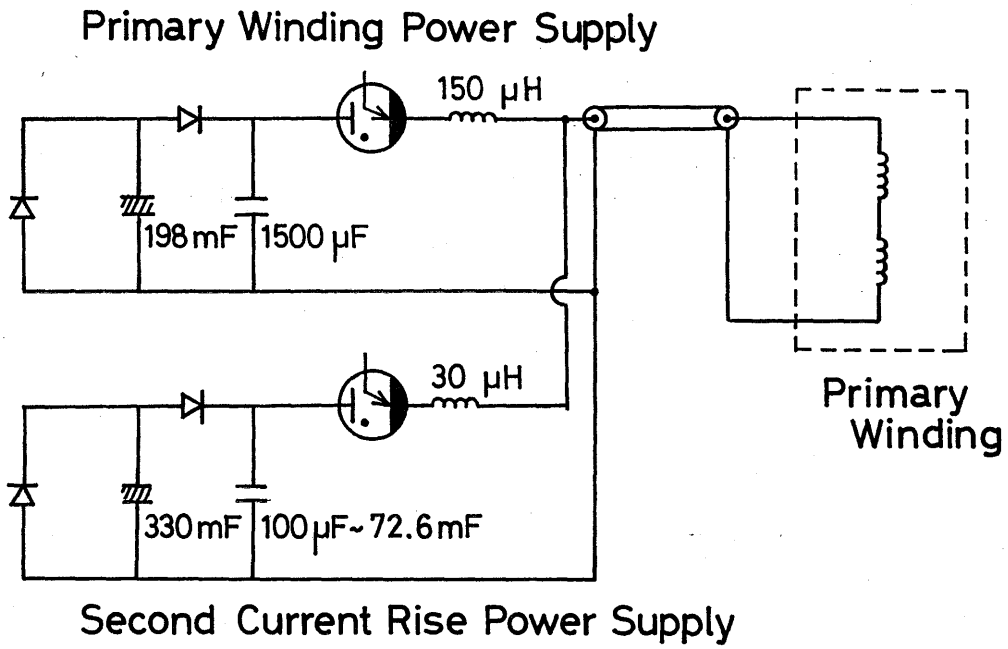
第3図 (b)　　アナログ計算回路制御信号処理部

よって $B_V+B_C=K_6'I_V$ として表わせるとした．但し，I_V はプラズマ位置での垂直磁場波形に整形されて入力される．次に得られた Δ_H の信号と Δ_{ref}（プラズマ水平位置基準入力）から PID 制御によって垂直磁場制御信号（V_C）が計算される（第3図(b)）．

上記フィードバックシステムによって得られるプラズマ水平位置コントロールの一例を第4図に示すがプラズマ位置変位は±5 mm 以内に抑えられ，放電も 20 msec までフィードバックコントロールによって維持されることが分かる．



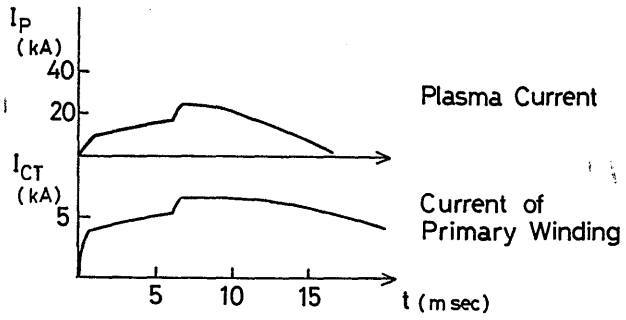
第4図　フィードバックコントロールによる放電波形



第5図　プラズマ電流波形制御電源構成図

(3) プラズマ電流波形制御電源

第1期計画では $2.2\times10^{14}\,cm^{-3}$ のプラズマ密度が得られたが，ガスパフとプラズマ電流の第2段立上げとを組み合わせることによってさらに高密度のプラズマを得るため，本電源が整備された．また，プラズマ電流の立上げ時間が 50 μs～2 ms まで可変であるので後に述べる低周波（立上りの遅い）乱流加熱の実験にも使用することができる．電源構成は第5図に示すように既設の一次巻線の電源に並列に付加され，立上げ用コンデンサとパワークローバー用コンデンサとから成る．プラズマ電流の立上り時間は立上げ用コンデンサの容量をタップ切換えで変えることによって選択することができる．第2段立上げのプラズマ電流値としては約 10 kA まで増加させることができ，電流波形のフラットトップは 2～3 ms が得られた（第6図）．



第6図　プラズマ電流波形制御

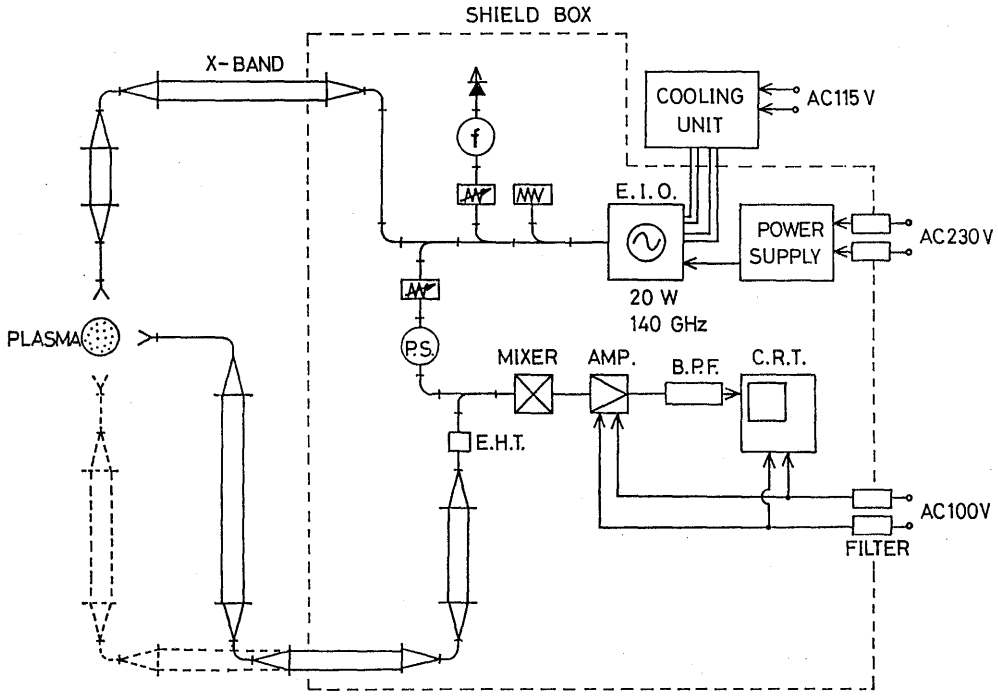
3-3. 第2期計画における計測機器の整備

(1) 2 mm 及び 4 mm マイクロ波散乱計測器

4 mm マイクロ波散乱測定器は第1期計画の後半に製作され，第2期計画の主要な測定器として使用されている．乱流加熱実験において乱流加熱機構を明らかにする上で乱流波動の検出および同定は重要な課題であり，その有効な方法の一つにマイクロ波散乱法がある．TRIAM-1 装置のアクセシビィリティからプラズマ電流に対して垂直方向に伝播する波動を検出するシステムとし，検波方式はホモダイン方式を採用することとした．4 mm マイクロ波散乱は空間分解能がプラズマ半径と同程度であり，励起波動の伝播については測定することができない．また，分散関係を測定する上で広範囲の波数が得られない．そこで 2 mm 波帯の散乱装置についても設計を進め，56年度で組立，調整をほぼ完了し，励起波動の径方向伝播についての実験を行う予定である．4 mm マイクロ波散乱計測の結果は4章で述べる．ここでは 2 mm マイクロ波散乱装置の概要を示しておく（第7図）．

(2) $S_i(L_i)$ 軟X線測定器

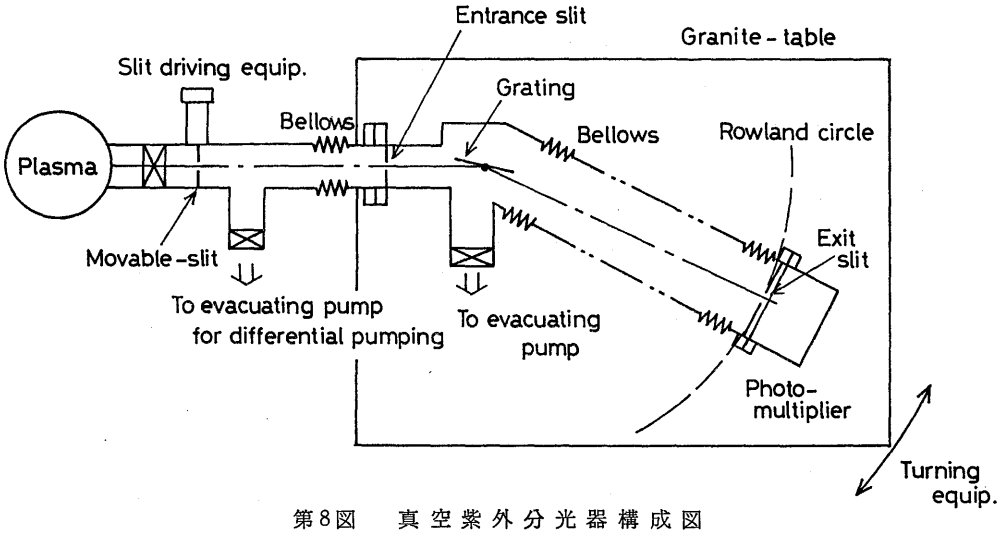
プラズマの電子温度の時間変化あるいは実効電荷数 Z_{eff} の測定，重金属不純物に関する情報を得るために使用されるが，強磁場トカマクでは逃走電子あるいは Slide-away 電子の測定の手段としても重要である．測定器の概要等は実験結果の項（4-3）に述べる．



第7図　2mm マイクロ波散乱システム構成図

(3) 真空紫外分光器

高温プラズマ中の多価イオン発光スペクトルを測定し，プラズマ中の不純物に関する情報を得ることと，スペクトル線のドプラー拡がりを測定することによってイオン温度を求めることを目的として真空



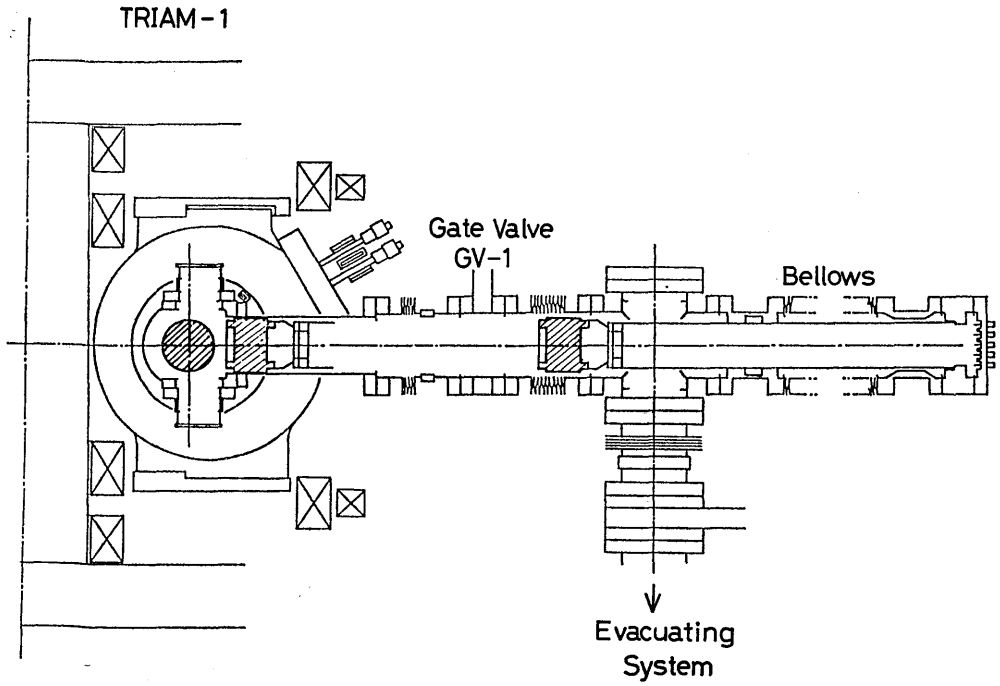
第8図　真空紫外分光器構成図

紫外分光器が整備された．分光器はニコンマクファーソン社製斜入射縦型分光器 247 V であり，主な性能は以下の通りである．また，構成図を第 8 図に示す．

- 入射角 88°（半固定）
- グレーティング曲率半径 2.217 m
- グレーティング溝本数 600 本/mm
- 測定可能波長領域 10 Å～1250 Å
- 波長分解能 <0.15 Å
- 写真測光測定 可能

(4) 放射測定器[12]

トカマクプラズマのエネルギーバランスを明らかにするためにはプラズマからの放射損失を実験的に測定しなければならない．また，乱流加熱はプラズマ周辺からの加熱であるため，真空容器壁とプラズマの相互作用の研究は重要な研究課題の一つであるので，プラズマからの放射損失に関する情報を得ることは極めて重要である．第 9 図に放射測定器の実験装置取付図を示す．測定時はゲートバルブ (GV-1) を開けて，プラズマ境界の近くまで検出器を延ばす構造となっており，検出信号はハーメチックシール型 BNC フランジによって大気側へ取り出される．

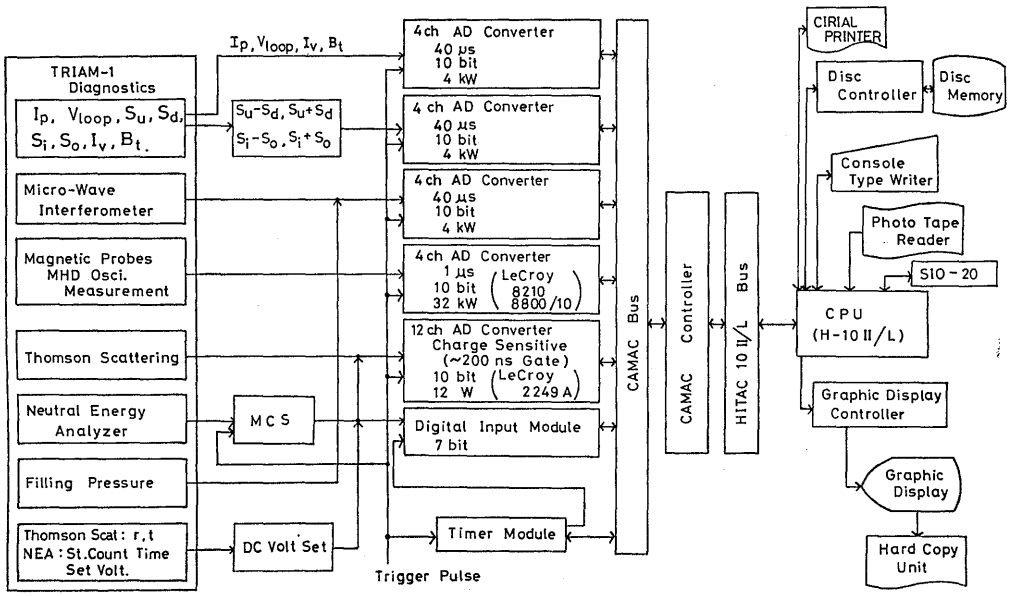


第 9 図 放 射 測 定 器 構 成 図

(5) データ処理装置[20]

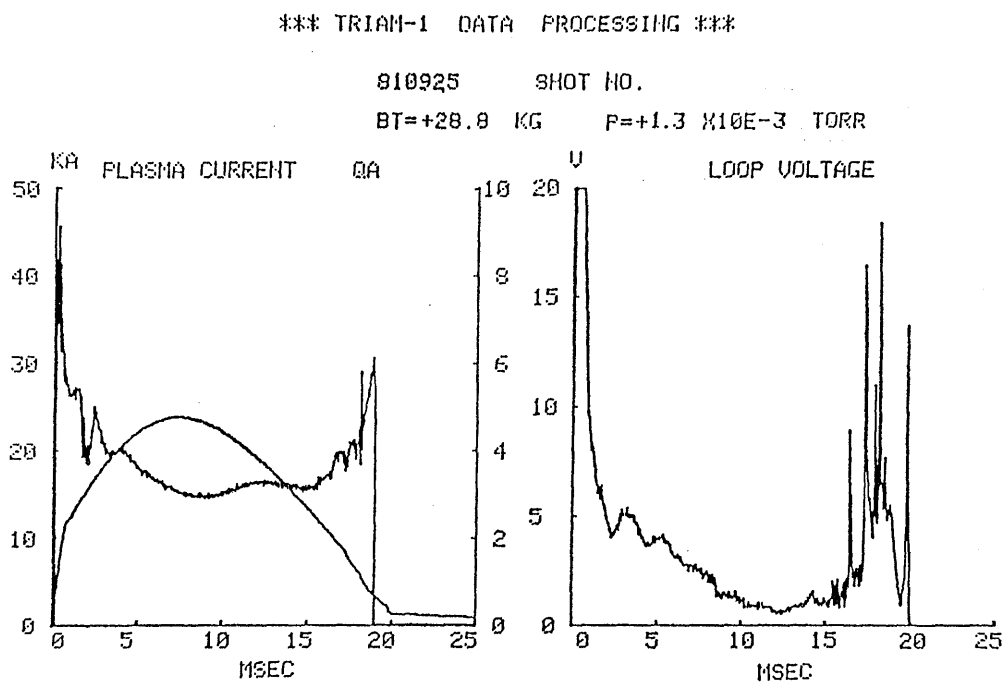
3分周期で行なわれる TRIAM-1 の実験で得られる種々のデータを系統的にまとめ，1放電終了ごとに実験結果を判断できることは，実験遂行上大きな意義をもつ．このような実験の効率向上を図るためデータ処理システムが整備された．

このシステムは第10図に示すような構成をとり，プログラムは紙テープを介して入力され，他の入力はコンソールタイプライターにて行なわれる．すべてのデータは CPU のメモリ容量 32 KW のミニコンピュータ HITAC 10 II/L にて解析処理されグラフィックディスプレイに表示される．CPU のメモリ容量の少なさをカバーするため，補助記憶装置であるメモリ容量 5 MW の磁気ディスク駆動装置の最大限の活用，あるいは複数のプログラムをリンクする際のオーバレイ構造などを採用した．また，入出力制御機構 SIO-20 を付加して，外部からの割り込み信号を判別できるように整備されているためデータ処理装置から離れた所からでもデータ処理装置を制御することが可能となっている．

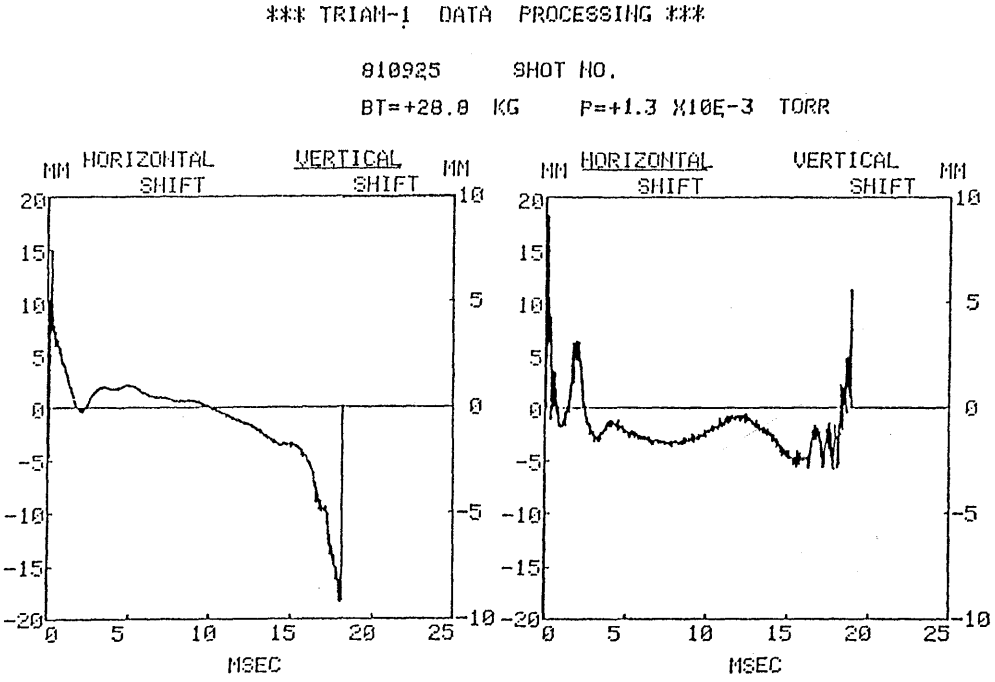


第10図　データ処理システム構成図

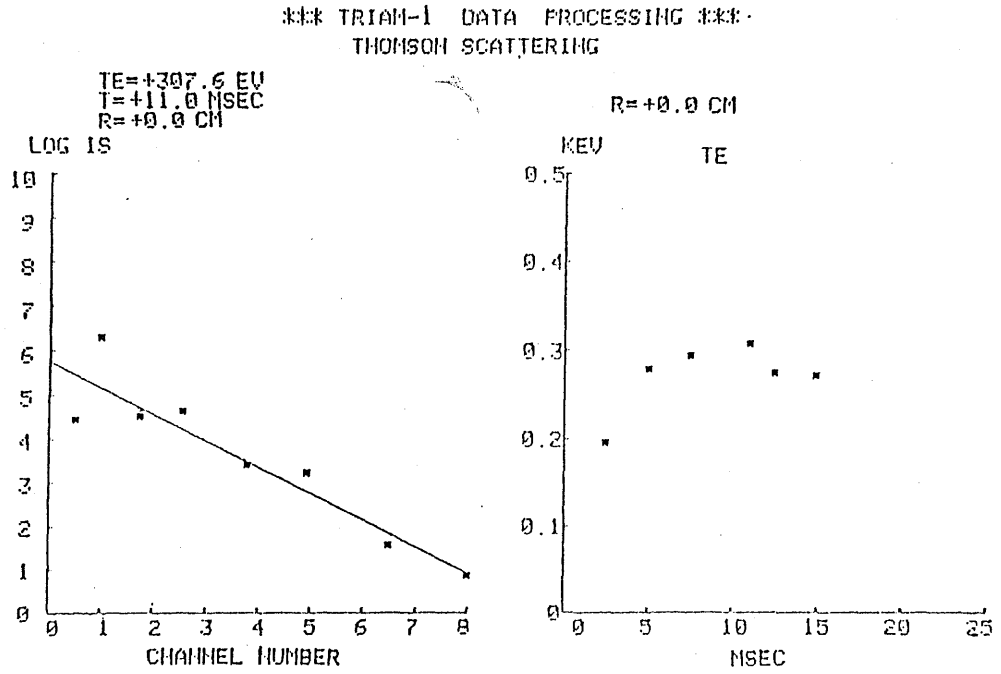
信号入力部は CAMAC 仕様で統一されており，具体的な処理としては，プラズマ電流，ループ電圧，磁気プローブなどプラズマ監視装置から転送される信号に対しては，サンプリングレイトが 40 μs，バッファメモリ 1 kW の AD 変換器が12チャンネル装備され，生データの表示（第11図）のほかプラズマの垂直・水平方向変位（第12図），ポロイダルベータ，ラムダなどの計算処理を行う．トムソン散乱による電子温度の算出には，パルス巾 50 ns の散乱信号を積分して AD 変換する積分型を用いて，電子温度の時間変化，半径方向の分布を測定する（第13図及び第14図）．中性粒子エネルギー分析器によるイオン温度の測定については，マルチチャンネルスケーラー（6チャンネル）を用いて，



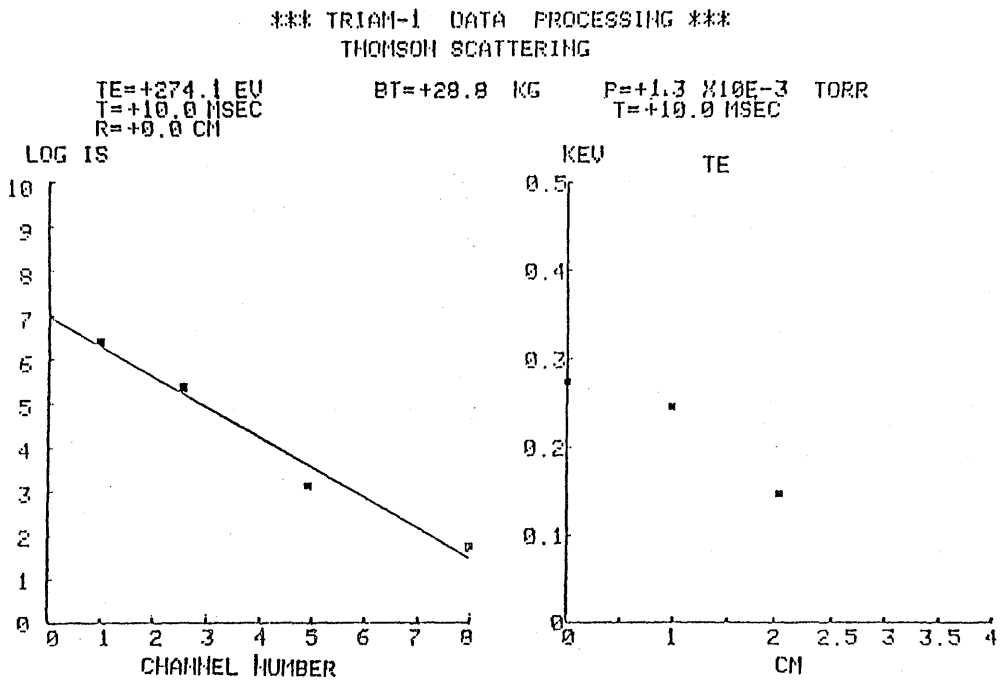
第 11 図　プラズマ電流，安全係数およびループ電圧のグラフィックディスプレイ表示



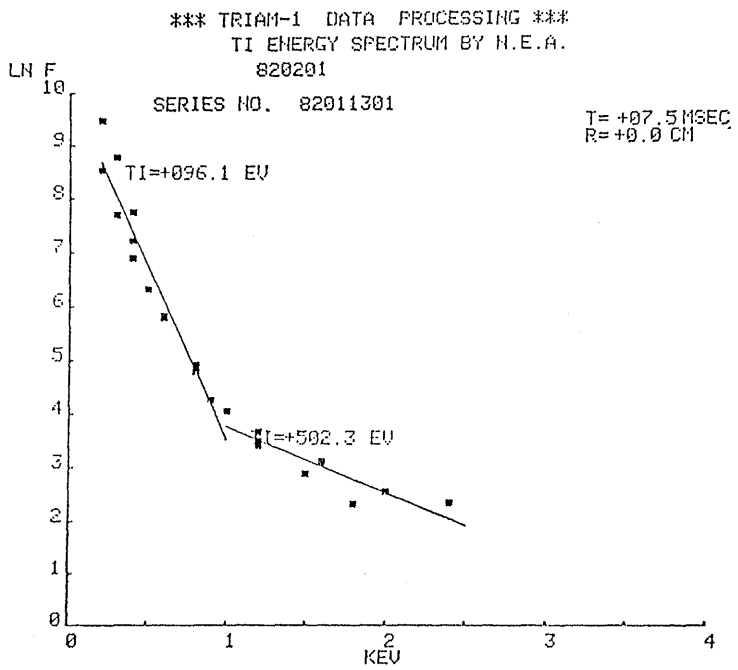
第 12 図　プラズマの垂直，水平方向変位のグラフィックディスプレイ表示



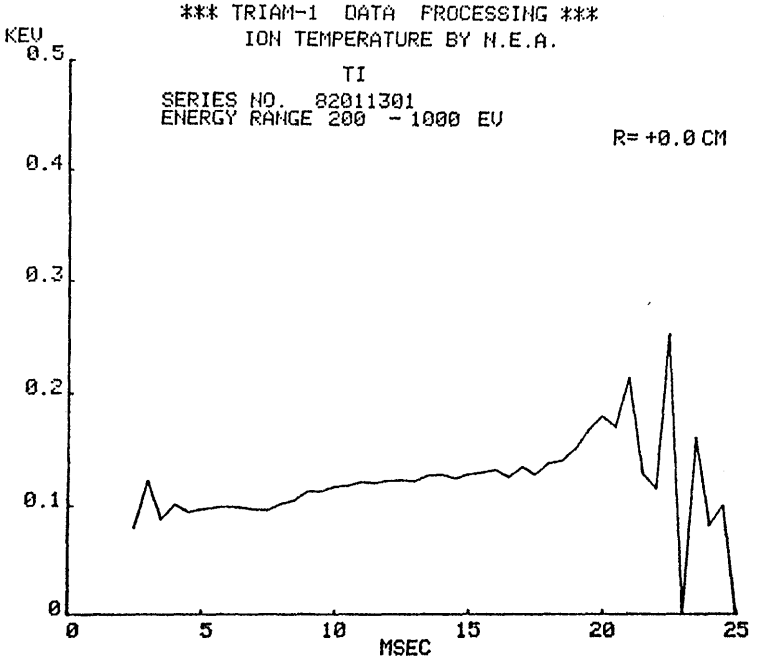
第13図　プラズマ電子温度時間変化のグラフィックディスプレイ表示



第14図　プラズマ電子温度径方向分布のグラフィックディスプレイ表示



第15図　中性粒子エネルギー分析器によるイオンエネルギースペクトルのグラフィックディスプレイ表示



第16図　イオン温度時間変化のグラフィックディスプレイ表示

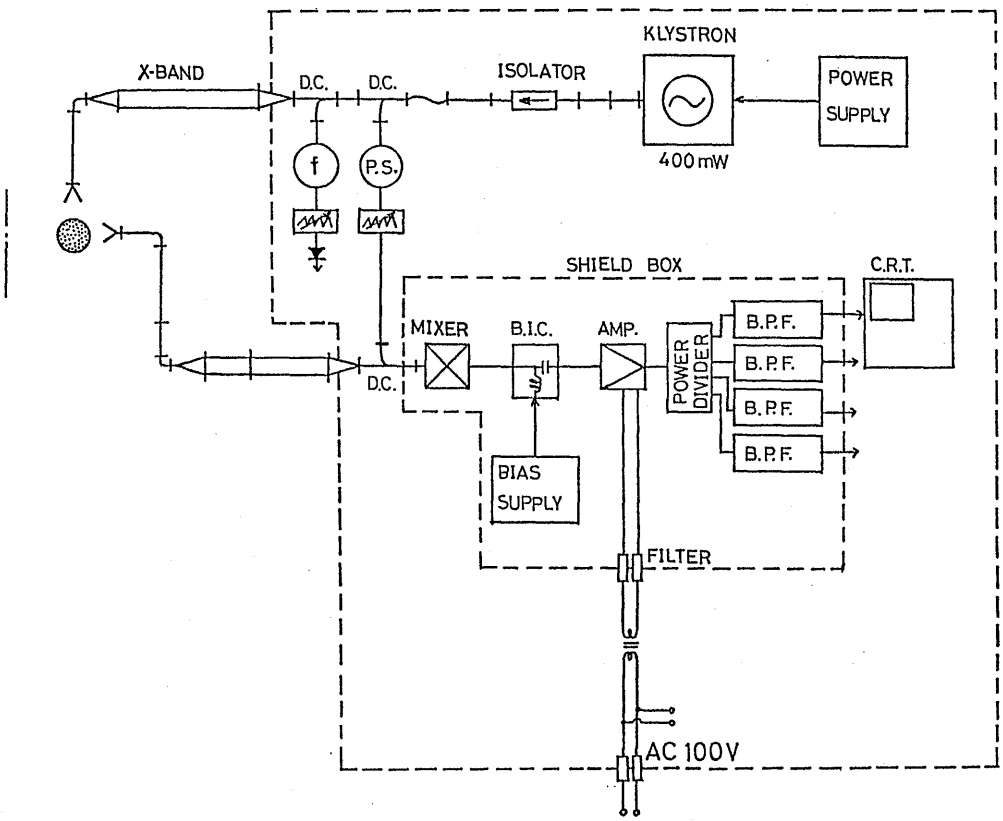
パルス数をカウントし，デジタル入力モジュールへ信号が送られ，イオン温度が算出される（第15図及び第16図）．

これらの処理をすべて放電周期3分の間に完了することには演算時間の問題やCPUのメモリ容量の関係で無理があるが，実験とのとり合いも考慮に入れ，必要に応じて使い分けをすることにより現在，データ処理装置は非常に有効に稼動している．

4. 実 験 結 果

4-1. 53，54年度までに得られた結果[7]

第1期計画（昭和53，54年度）に得られた実験結果を要約しておくと，強磁場トカマクプラズマの閉じ込めにおいてはガスパフの手法を用いて $2.2\times10^{14}\,cm^{-3}$ という世界的にトップレベルの高密度プラズマを生成した．また，プラズマ電流密度も $950\,A/cm^2$ という高い値が得られた．良好に閉じ込められたトカマクプラズマの乱流加熱においては，プラズマの閉じ込めを悪化させることなくプラズマを加熱することに成功し，トカマクプラズマの第2段加熱法として乱流加熱が有効であることを示した．すなわち，プラズマのイオン温度を 580 eV まで上げることに成功し，中規模トカマク装置と同程度の

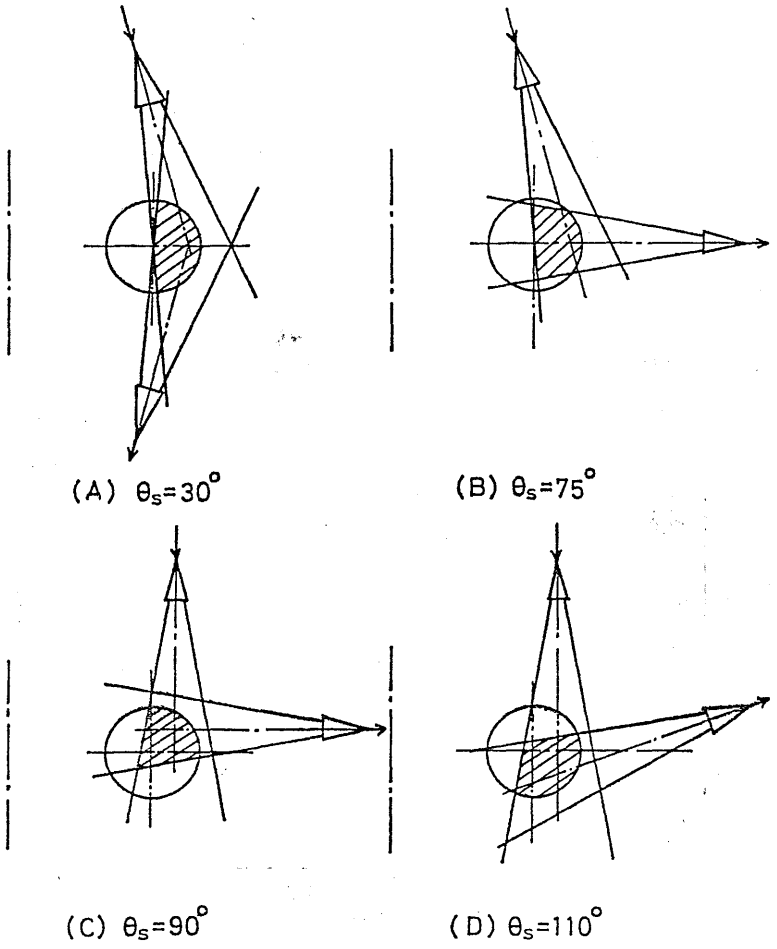


第17図　4mm マイクロ波散乱システム構成図

プラズマを得た．以上のように第1期計画においては高密度プラズマの生成と乱流加熱に関して良好な結果を得たので，第2期計画では主に乱流加熱法の追加熱法としての確立を目指す実験を行ない以下に記述するような結果を得た．

4-2. 乱流加熱におけるマイクロ波散乱実験[3)5)]

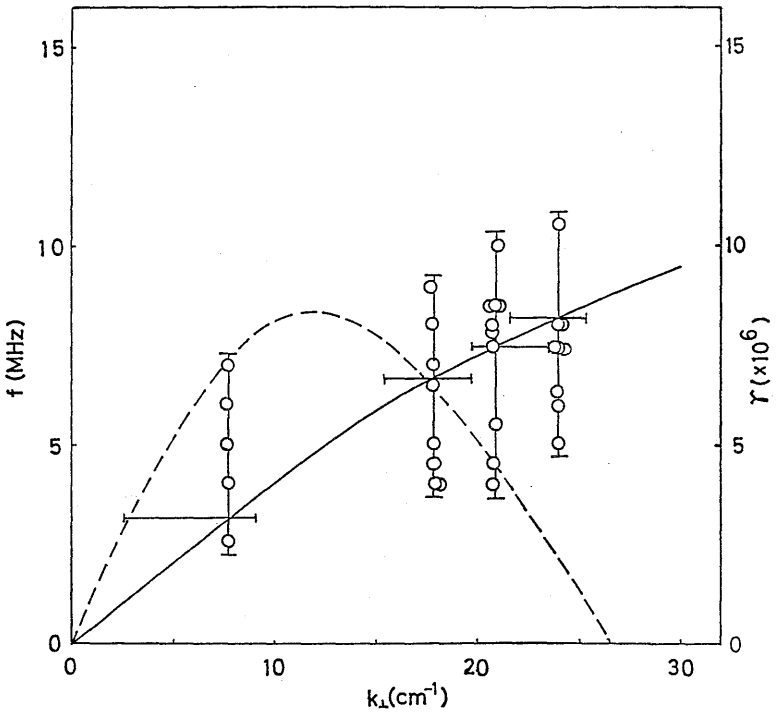
乱流加熱におけるプラズマ加熱過程あるいは加熱機構の解明を進める上で，乱流加熱時にプラズマ中に励起される波動について調べることは最も重要なことである．プラズマ中の波動検出及び分散関係の測定に有力な方法の一つとしてマイクロ波散乱法がある．我々はイオン音波不安定性あるいはイオンサイクロトロン不安定性を想定して 4 mm 及び 2 mm マイクロ波散乱計測を計画し，4 mm 波帯のマイクロ波による散乱実験は55年度から開始され，2 mm 波帯のマイクロ波散乱システムは現在調整がほ



第18図　マイクロ波散乱計測用ホーン配位．θ_s は入射マイクロ波の波数ベクトルと散乱マイクロ波の波数ベクトルのなす角

ぼ完了したところである．ここでは 4 mm マイクロ波散乱の実験結果について述べる．

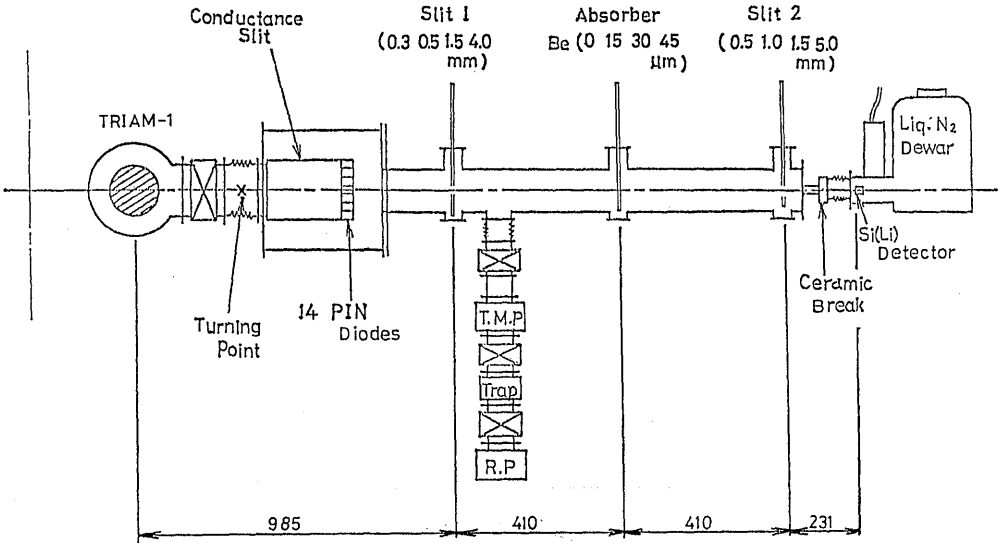
第 17 図にマイクロ波散乱システムの構成図を示す．検波方式としてはホモダイン方式を採用し，マイクロ波源は 70 GHz, 0.4 W のクライストロンを用いている．マイクロ波はトロイダル磁場に垂直に入射され，第 18 図に示すようないくつかの散乱角度で散乱波を受信する．入射波と散乱波はミキサーによって合成され，バンドパスフィルタ等によって周波数分解される．乱流加熱時の励起波動を検出するためには乱流パルス印加時のノイズをシールドする必要があり，マイクロ波散乱システムは全体がシールドボックスの中に入れられている．乱流加熱時の励起波動の分散関係は第 18 図に示すように散乱角 30°, 75°, 90°, 110°, について測定され，実験的に求められた．また，これらの散乱配位ではトロイダル磁場にほぼ垂直（80°～90°）に伝播する波を検出している．以上のようなマイクロ波散乱システムによって得られた結果を第 19 図に示す．これは乱流パルス印加後 1.5～3.5 μs 間の散乱信号を周波数分析し，励起波動の分散関係を求めたものである．実線で表わされる曲線は磁化プラズマ中の電流駆動型低周波イオン音波の分散関係を計算機によって求めたものであり，点線はその時の波の成長率を表わす．このことから検出された波動は低周波イオン音波であり，計算解析において高周波イオン音波（磁場方向に伝播する）は低周波イオン音波と同時に励起され，成長率も高いという結果が得られていることから，TRIAM-1 における乱流加熱はイオン音波乱流によるものであるといえる．



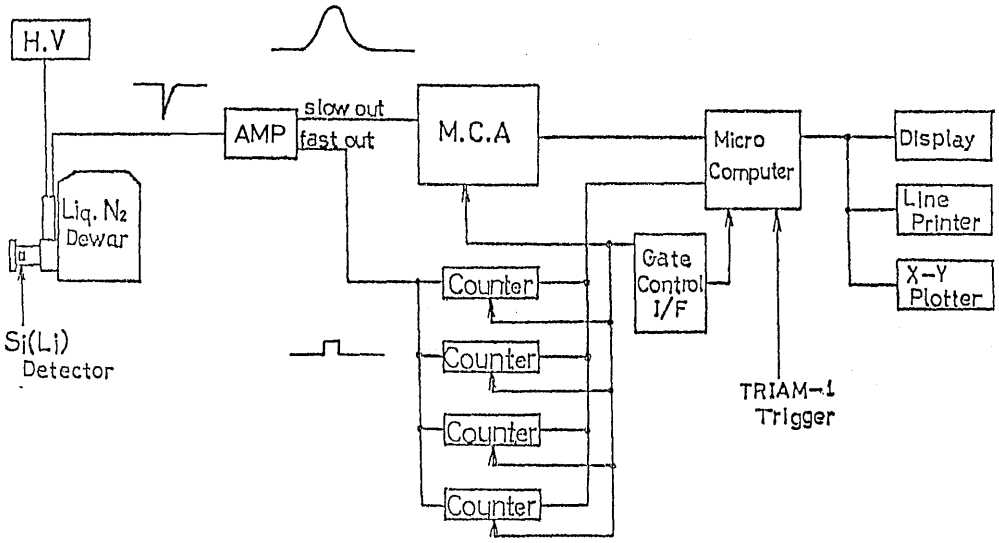
第 19 図　乱流加熱時の励起波動の分散関係．実線は分散式の計算値であり，破線は波の成長率を表わす．

4-3. 軟 X 線測定[10)14)]

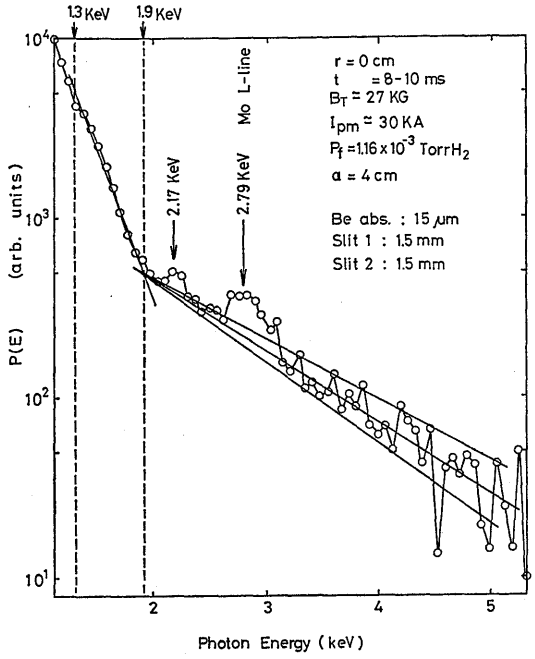
電子温度の時間変化，実効電荷数（Z_{eff}）の測定，不純物に関する情報の収集及び逃走電子に関する測定を目的として行なわれたものである．第20図に $S_i(L_i)$ 軟X線測定器の構成図を示す．軟X線検出器としては液体窒素で冷却された $S_i(L_i)$ ダイオードを用い，軟X線の通路は 1 keV 以下のエネルギーをもつフォトンを排除するベリリウム板が置かれ 10^{-5}～10^{-6} Torr の真空度に保たれている．また，このシステムはベローズ部を中心として上下方向に振ることが可能であり，軟X線の径方向



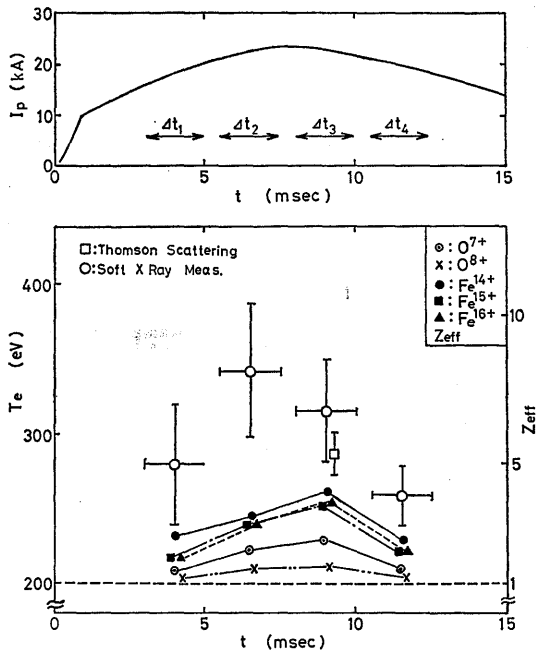
第20図　$S_i(L_i)$ 軟 X 線 測 定 器 構 成 図



第21図　$S_i(L_i)$ 軟X線測定器計測系構成図

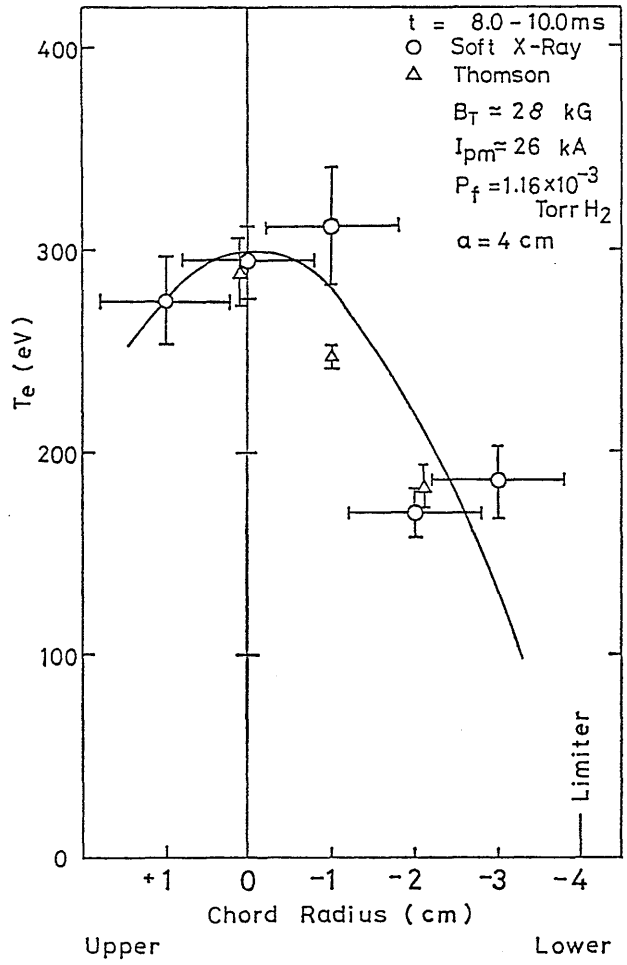


第22図 軟X線エネルギースペクトル

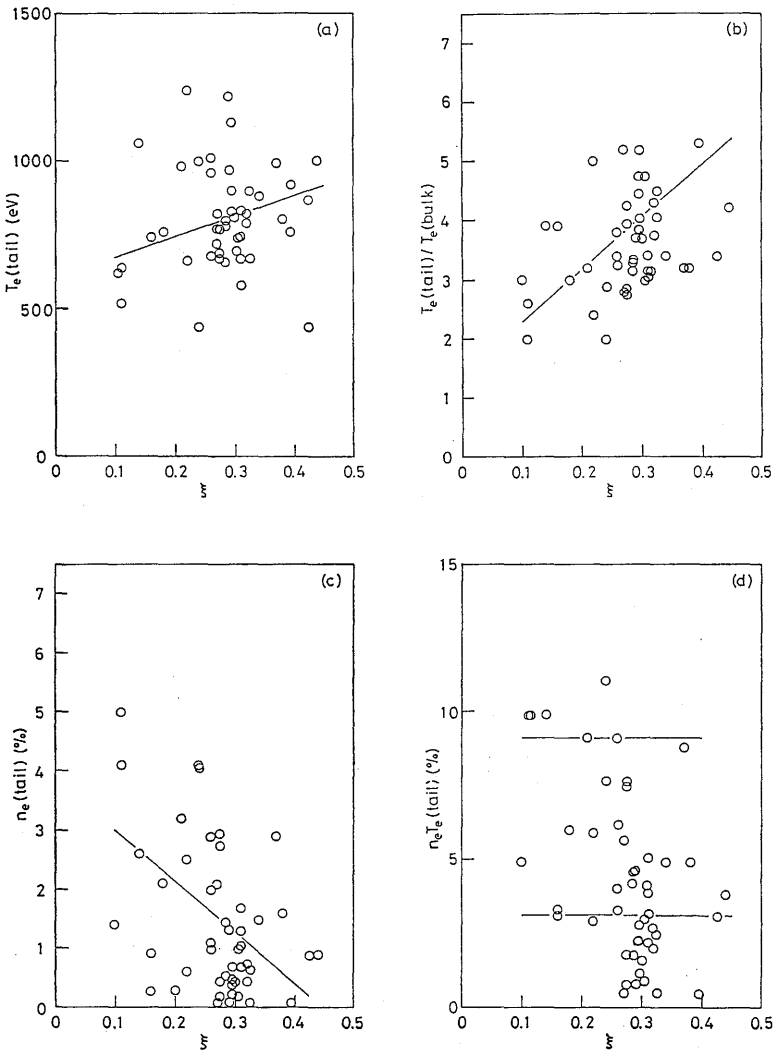


第23図 軟X線による電子温度，実効電荷数の測定

分布を測定することができる．出力信号は第21図に示すような処理システムで解析されるが，マイクロコンピュータによって測定開始時刻及びサンプリング時間等が制御され，放電時間内に4回のデータ収集が可能である．解析結果の一例を第22図に示す．フォトンエネルギーが2.2keV と 2.8keV にピークが見られるが 2.8keV のピークはモリブデンの特性X線である．エネルギースペクトルはバルク部と高エネルギーテイル部からなり，電子温度は 1.3～1.9keV のエネルギー領域で評価される．バルクとテイルの密度比は約0.3％でテイル温度は約 1keV という結果が得られた．バルクの電子温度の時間変化，径方向分布及び Z_{eff} の測定では第23及び第24図のような結果が得られ，電子温度に関してはルビーレーザーのトムソン散乱測定によるものと良く一致していることがわかる．また，Z_{eff} に関しては1～4という値が得られ，プラズマの伝導率から求めたものとほぼ一致する．逃走電子あるいは Slide-away 電子に関する情報については，プラズマ電流を変えることによって軟X線エネルギ



第24図　軟X線による電子温度径方向分布測定

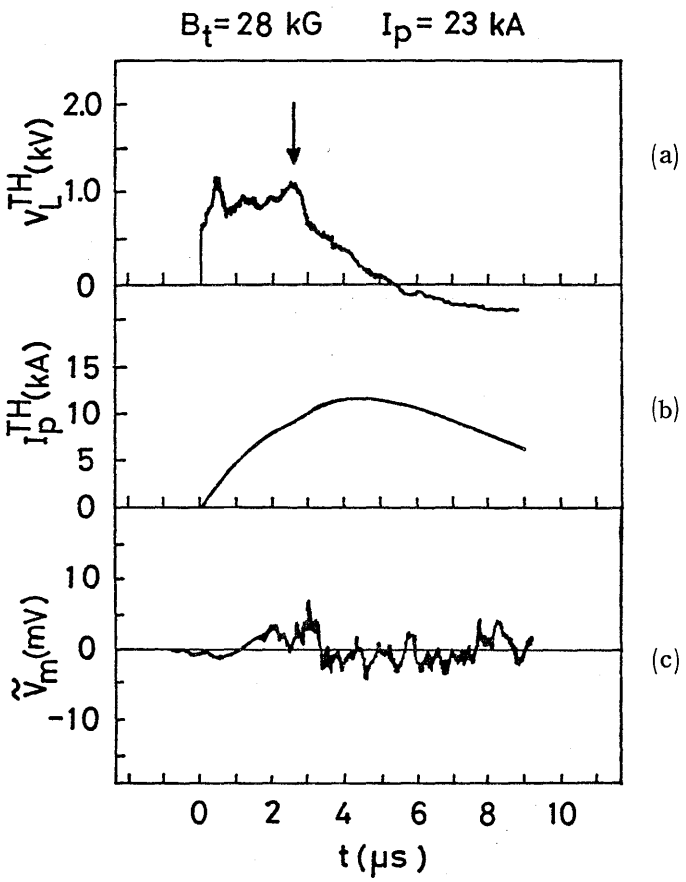


第25図　プラズマ諸量のストリーミングパラメータ依存性

ースペクトルの高エネルギーテイル部の変化を測定し，ストリーミングパラメータ $\xi \equiv v_d/v_e$(v_d: 電子のトロイダル方向ドリフト速度，v_e: 電子の熱速度）に対する依存性を調べ，第25図に示すような ξ 依存性が得られた．今後さらに詳細な実験を行なうことによって強磁場トカマクプラズマの特徴が明らかになると期待される．

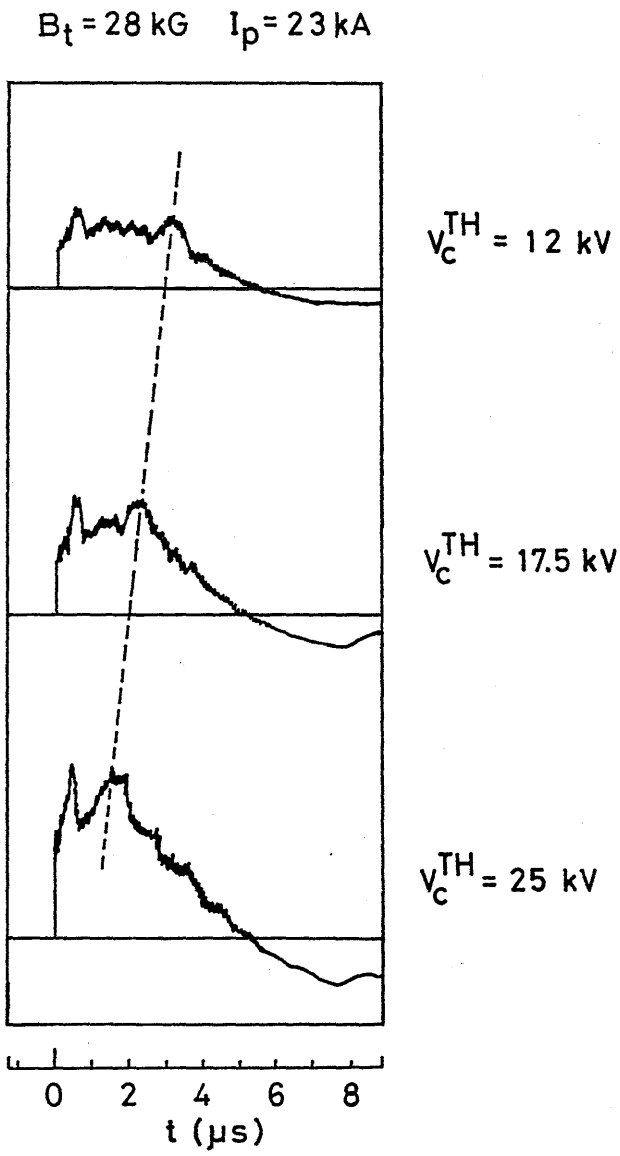
4-4. 乱流波動の励起臨界条件[16)18)]

乱流加熱実験において乱流波動の励起条件を調べることは，乱流加熱機構の解明あるいは乱流加熱の最適化を進める上で重要であり，また，TRIAM-1における乱流加熱ではトロイダル電場が$\lesssim$10V/cm



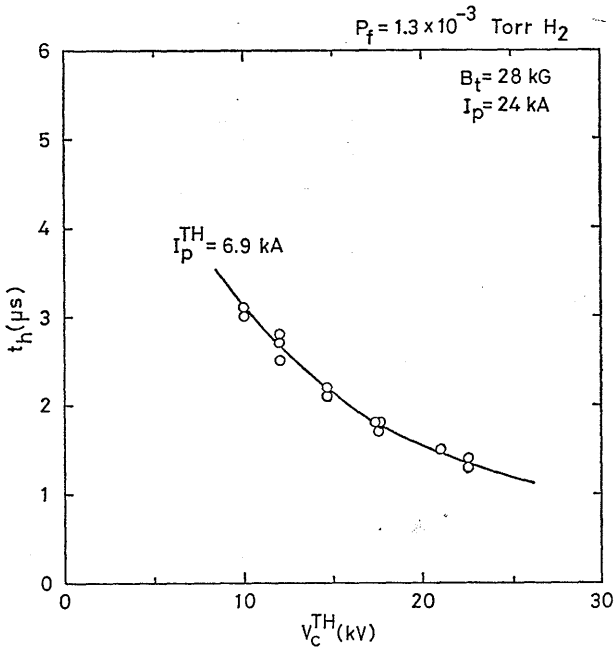
第 26 図　乱流加熱パルス印加時の放電波形とプラズマ密度揺動
(a) 乱流加熱電圧 (V_L^{TH})
(b) 乱流加熱電流 (I_p)
(c) プラズマ密度揺動 ($\tilde{V}_m$)

という低い値で良いので，低トロイダル電場による乱流加熱の確立を目指す，あるいは次期装置への適用性（乱流加熱に必要なパルスワンターン電圧が技術的に可能か）を調べる上でも乱流波動の励起条件の確認は重要である．そこで，乱流波動の励起によって現われる異常抵抗，プラズマの密度揺動，電子温度の急激な上昇等を同時に測定することによって乱流波動励起の臨界条件を求めた．第 26 図に乱流パルスのループ電圧 (V_L^{TH})，電流波形 (I_p^{TH}) 及びマイクロ波散乱によって測定された密度揺動 ($\tilde{V}_m$) を示す．ループ電圧波形において矢印で示されるピークは resistive hump と呼ばれる異常抵抗現象を表わすものであり，同じ時刻に密度揺動が現われているのがわかる．乱流加熱電源のコンデンサバンクの充電電圧を上げる（乱流加熱用パルス電圧を上げる）と第 27 図のように resistive hump の現われる時刻が早くなることが確かめられた．また，マイクロ波散乱による密度揺動，スキン領域での電子温度の急激な上昇も同様な変化をすることが確認された．これは乱流波動がある一定の乱流加熱電流のと

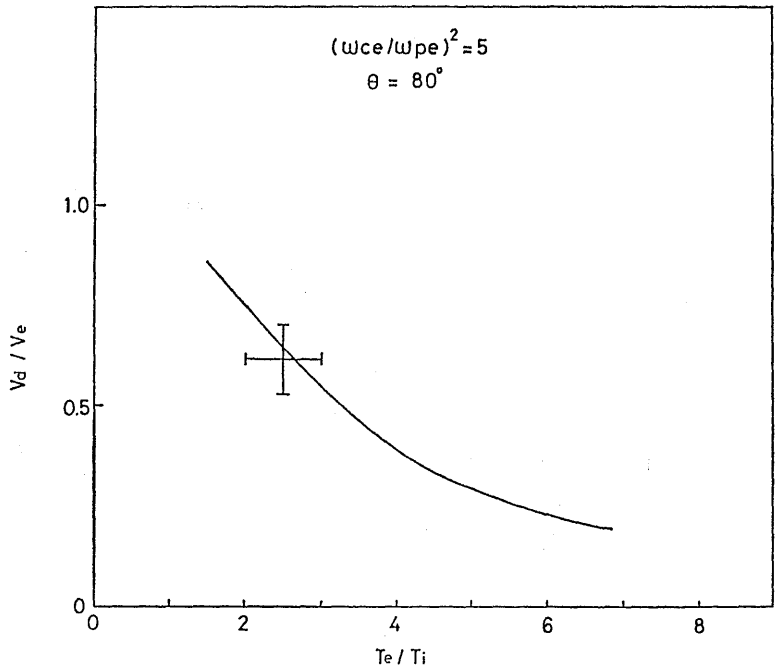


第27図 Resistive hump 波形の変化. V_C^{TH} は乱流加熱用コンデンサバンクの電圧

ころで励起されているということを示唆するものであり，実際 resistive hump の現われる時刻をコンデンサバンクの充電電圧に対してプロットしてみると第28図のようになり，I_p^H=6.9 kA となる時刻と良く一致している．この臨界電流からスキン領域での電子の臨界ドリフト速度を求めることができる．スキン電流の巾を電子温度の径方向分布から 0.6～0.8 cm，スキン領域での電子温度を 50 eV，プラズマ密度を $1.5\times10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$ として，ストリーミングパラメータ $\xi\equiv v_d/v_e$ を計算すると $\xi=$

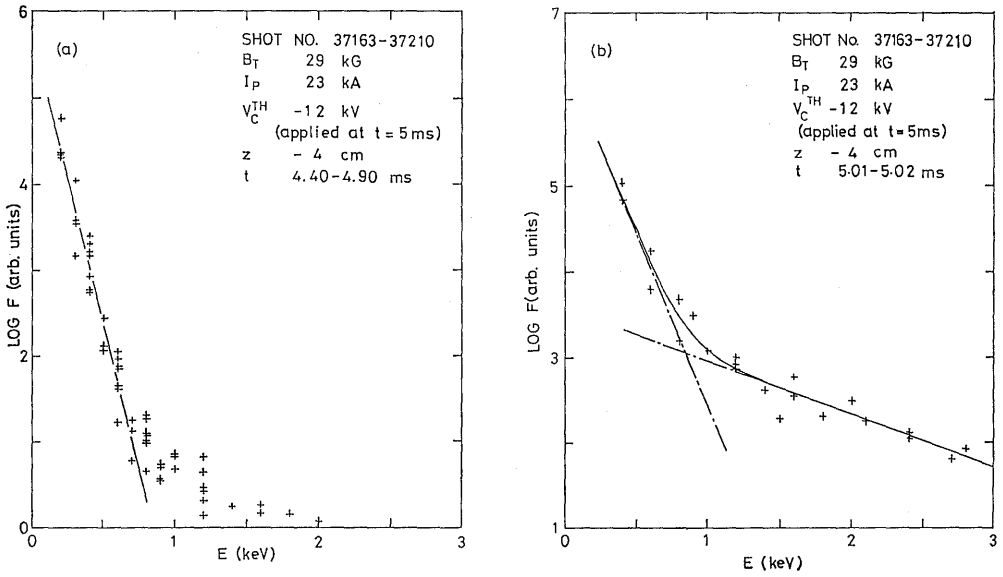


第 28 図　Resistive hump 出現時刻の乱流加熱用コンデンサバンク電圧に対する依存性．実線は I_p^{TH}=6.9 kA となる時刻を示す．

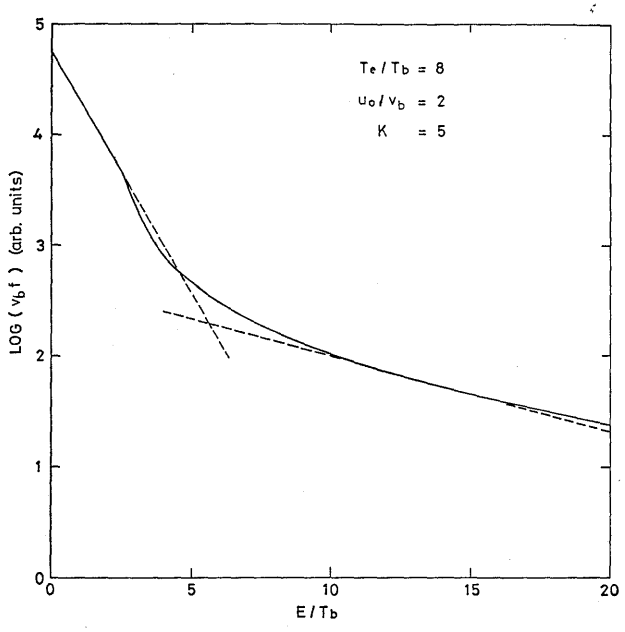


第 29 図　低周波イオン音波励起の臨界ドリフト速度

0.53～0.7 が得られる．一方，マイクロ波散乱によって得られた励起波動の分散関係が低周波イオン音波であったので，その臨界ドリフト速度を計算したところ第 29 図のような結果が得られた．この図か



第 30 図　イオンエネルギースペクトル
(a) 乱流パルス印加前，(b) 乱流パルス印加後

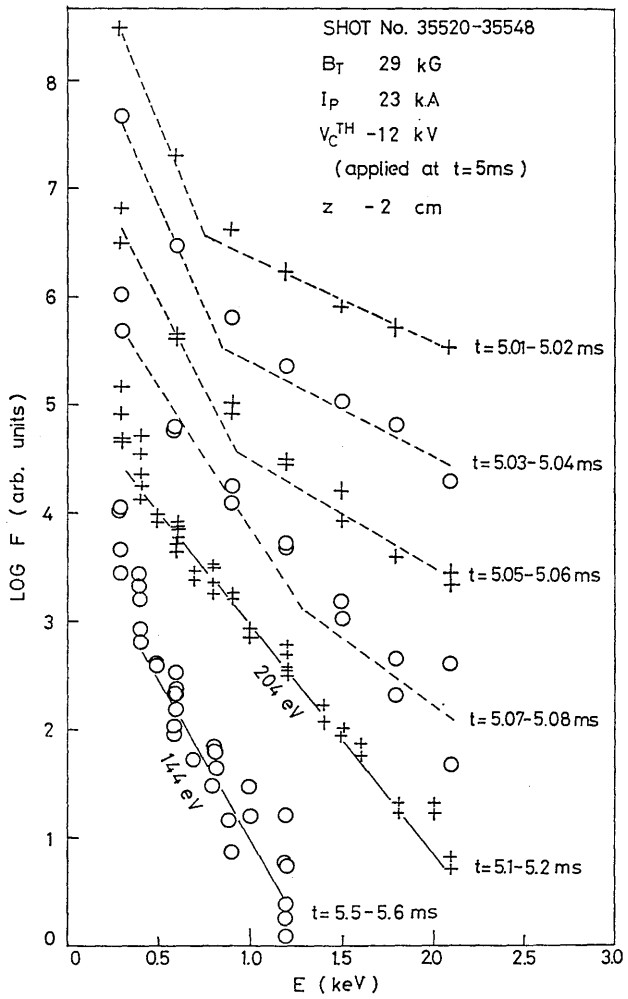


第 31 図　イオンエネルギースペクトルの比較．点線は実験で得られた 2 成分スペクトルであり，実線は計算値を示す．

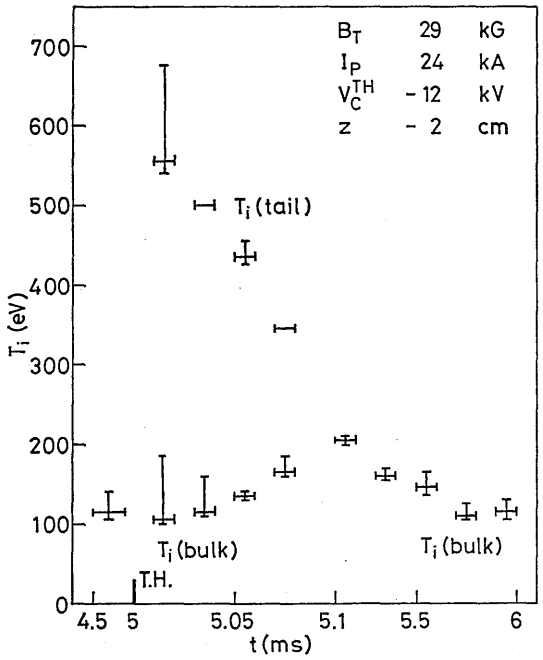
ら乱流波動励起の臨界条件からも低周波イオン音波の励起が確認され，比較的低いストリーミングパラメータで乱流波動が励起されることがわかった．これらのことは今後大型装置への乱流加熱の適用において有益な情報となるであろう．

4-5. 乱流加熱におけるイオン加熱過程[11)17)19)]

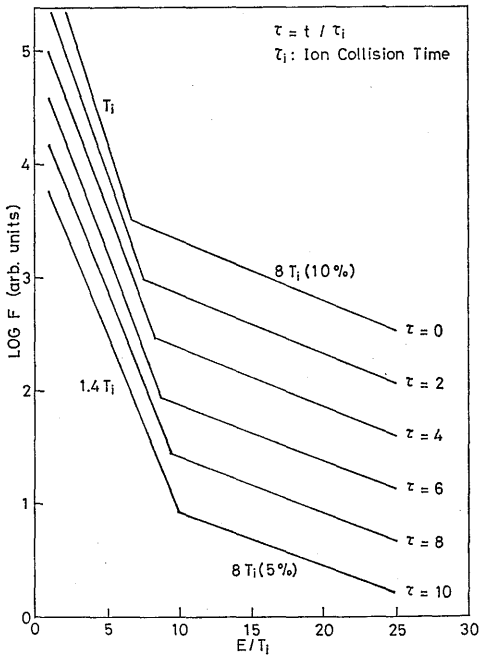
乱流加熱によって有効なイオン加熱が観察され，そのときの励起波動がイオン音波であることが確認された．そこで，次にイオンの加熱過程を考える．乱流加熱の実験でイオンのエネルギースペクトルに2成分があらわれるのは良く知られている．TRIAM-1の実験においても第30図に示されるように乱流パルスの印加後(b)には2成分プラズマのエネルギースペクトルが得られる．イオン音波不安定性によ



第32図　乱流加熱パルス印加直後のイオンエネルギースペクトルの時間変化



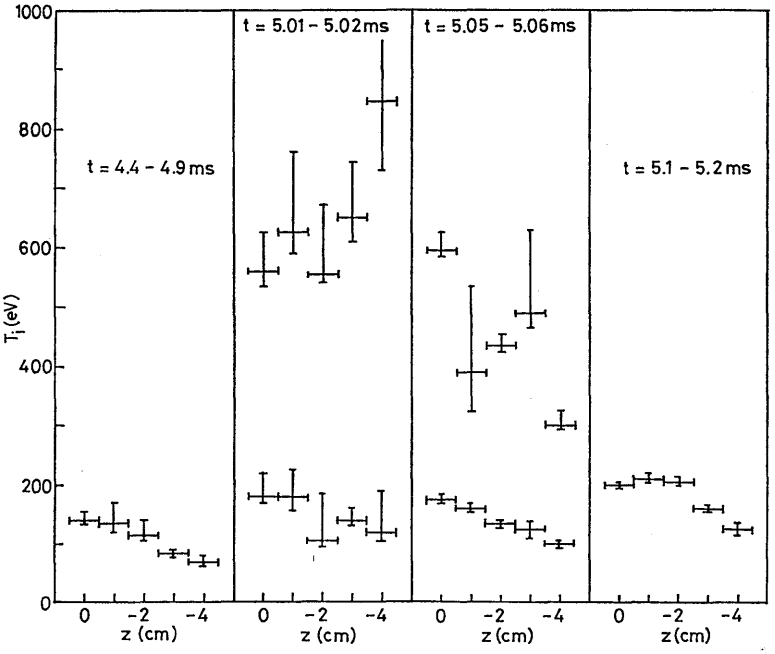
第33図　乱流加熱パルス印加直後のバルクイオン温度とテイルイオン温度の時間変化



第34図　2成分イオンエネルギースペクトルの時間変化に関する数値計算

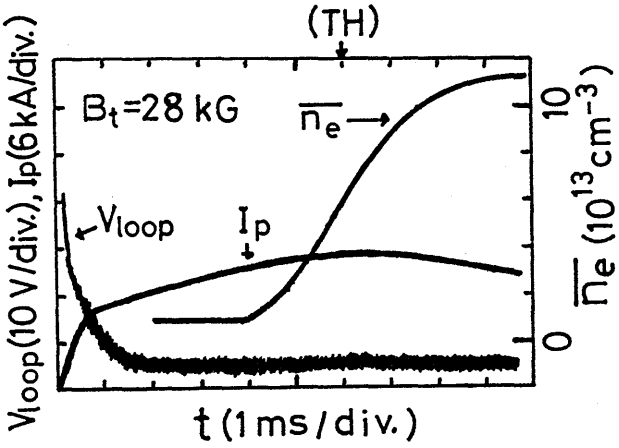
る高エネルギーイオンテイルの形成の理論的モデルを用いて速度空間における Fokker-Planck 型の拡散方程式を計算すると第31図に示されるような結果が得られる．このとき，プラズマのパラメータは実験的に得られたイオンのエネルギースペクトルに適合するように選ばれたが，それらは実際に実験で得られる値と大きく異なるものではなく，TRIAM-1の乱流加熱で観察される高エネルギーイオンテイルはイオン音波不安定性によってほぼ説明することができる．

次に乱流加熱によって形成される2成分プラズマの時間変化と空間分布について述べる．中性粒子エネルギー分析器によって得られるイオンのエネルギースペクトルは乱流パルス印加直後に高エネルギーイオンテイルが現われ，100 μsec 後には一つのマックスウェル分布へと戻ることが実験的に確認された（第32図）．また，それぞれ，バルクイオン温度，テイルイオン温度は時間的に第33図のように変化する．これらの結果からイオン音波によって形成された高エネルギーイオンテイルのエネルギーがバルクイオンへ移行していることがわかる．この現象を速度空間におけるイオン—イオン衝突による緩和現象として捉え，Fokker-Planck 方程式を数値的に解くと第34図に示されるような結果が得られる．定性的には良く一致しており，かなりのエネルギーがイオン—イオン衝突の形でテイルイオンからバルクイオンへ移行していることが示される．ただし，エネルギー移行時間に関しては10倍の差があり，今後詳細に検討する必要がある．空間的なバルク及びテイルイオン温度の変化は第35図に示される．乱流パルス印加直後ではプラズマ周辺のテイルイオン温度は中心のテイルイオン温度よりも高くなっているが，損失が大きいので温度の減少が速く，乱流パルス印加後 50～60 μsec ではプラズマ中心でのテイルイオン温度の方が高くなっている．この図からはエネルギー移行現象に関して二つのことが考え

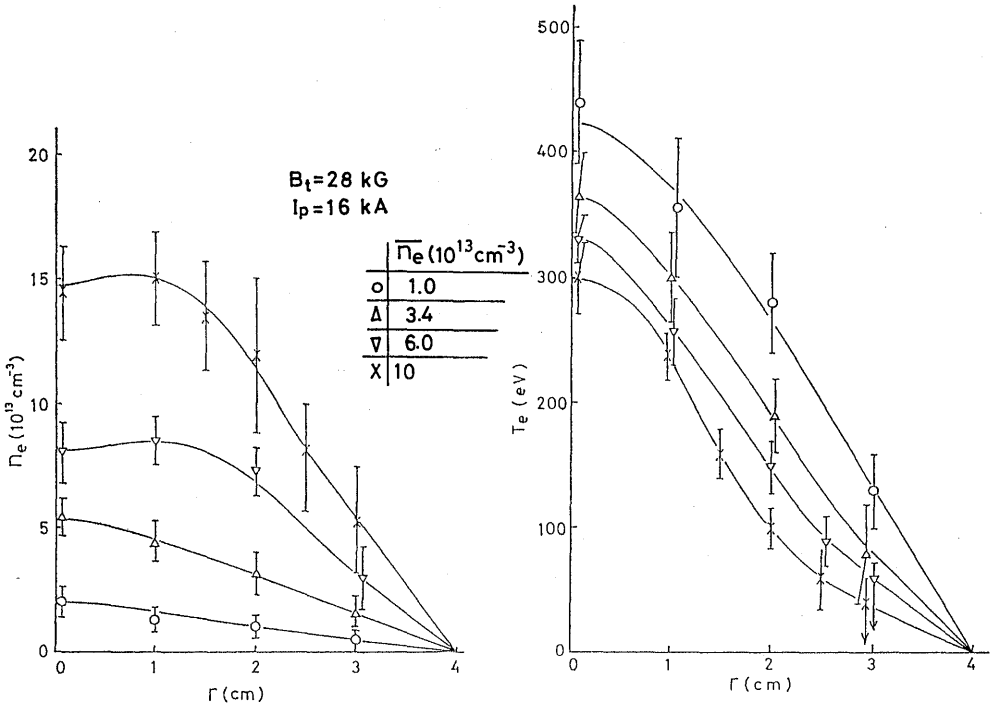


第35図　乱流パルス印加直後のイオン温度径方向分布の時間変化

られる．一つは乱流印加直後（10～20 μsec）にはプラズマ中心においても高エネルギーイオンテイルが存在することからプラズマ中心へのエネルギー輸送が何らかの形で（波の伝播など）起こっていると考えられる．もう一つはイオンのエネルギースペクトルの時間的変化を調べる場合には実空間での粒子



第 36 図　高密度プラズマ放電波形

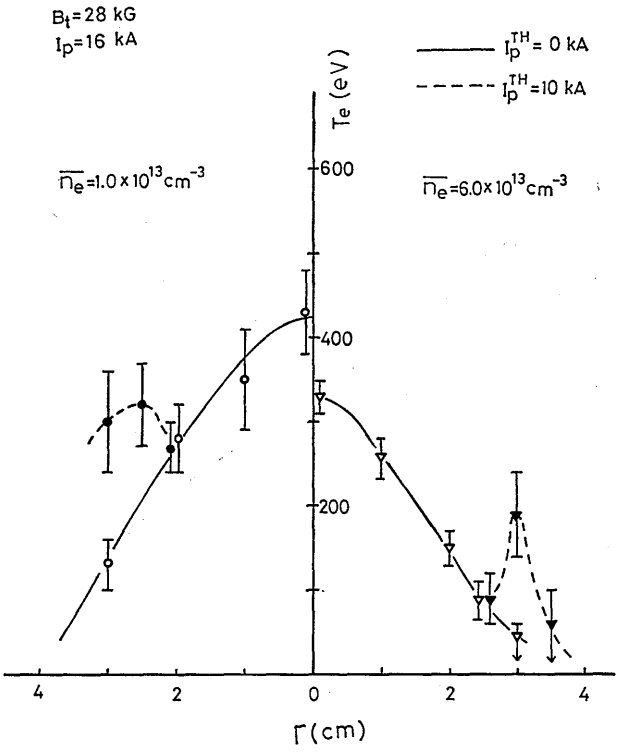


第 37 図　高密度プラズマにおけるプラズマ密度及び電子温度径方向分布

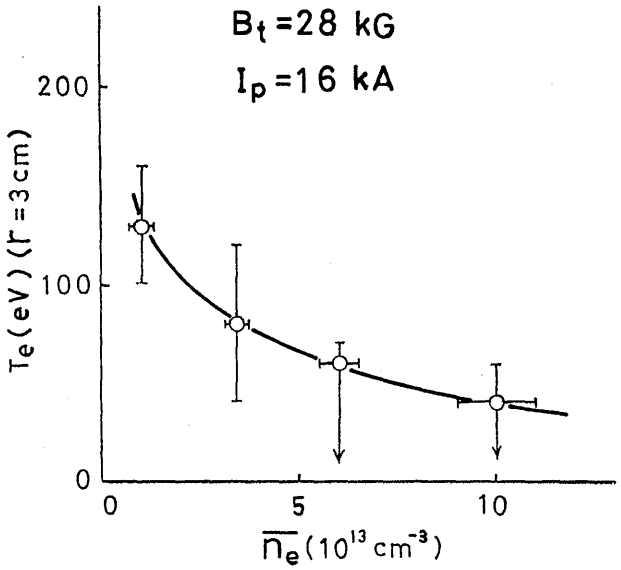
のやりとりを考慮しなければならないことである．これらの問題は 2 mm マイクロ波散乱による波の伝播に関する測定などから今後明らかにされるであろう．

4-6. 高密度プラズマにおける乱流加熱

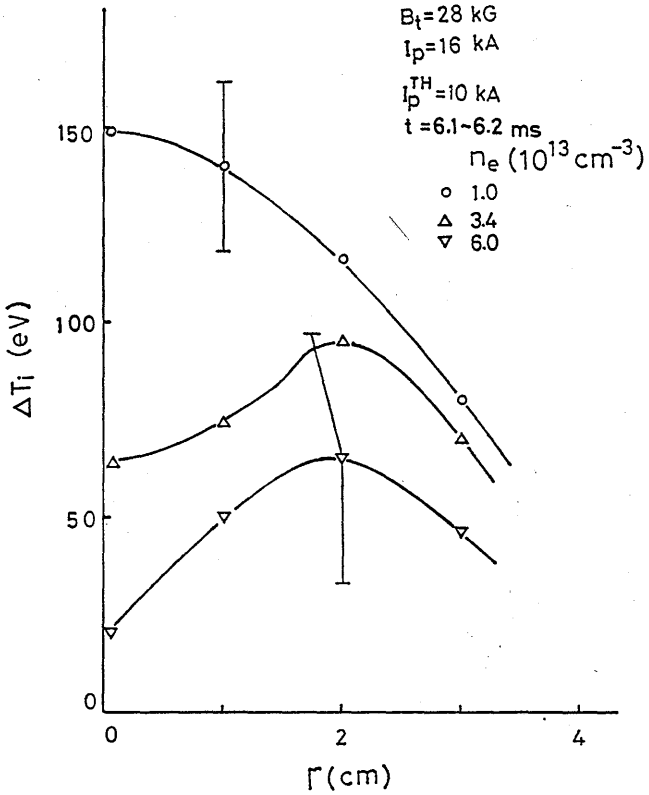
これまでに述べてきた乱流加熱はプラズマの平均電子密度 $\bar{n}_e \sim 2\times10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$ で行なわれたものであり，核隔合装置に適用するためにはもっと高密度のプラズマ（$\bar{n}_e \sim 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$）において乱流加熱の適用性を調べておかなければならない．まず，高密度プラズマを生成するためにはガスパフという手法を用いて密度の増加を計らなければならない．第 36 図に高密度プラズマ生成時の放電波形を示す．放電開始から約 4 ms 後にプラズマ密度が上昇し始め，$\bar{n}_e \sim 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$ まで達することがわかる．また，ガスパフによる注入ガスの量を変えることによって $\bar{n}_e$ の上昇率を制御することができる．こうして生成された高密度プラズマの密度及び電子温度の径方向分布は第 37 図のようになる．プラズマ密度に関しては高密度になると hollow 分布になる傾向があり，電子温度はピーキングの傾向を示し，かなり低くなることがわかる．乱流パルスはプラズマ密度の上昇の途中，例えば第 36 図では放電開始から 6 ms のところで印加される．$\bar{n}_e \sim 2\times10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$ のプラズマの場合には乱流加熱によって電子温度の径方向分布はスキン分布を示し，スキン巾としては約 1 cm という値が得られているが，高密度プラ



第 38 図　電子温度スキン分布のプラズマ密度依存性



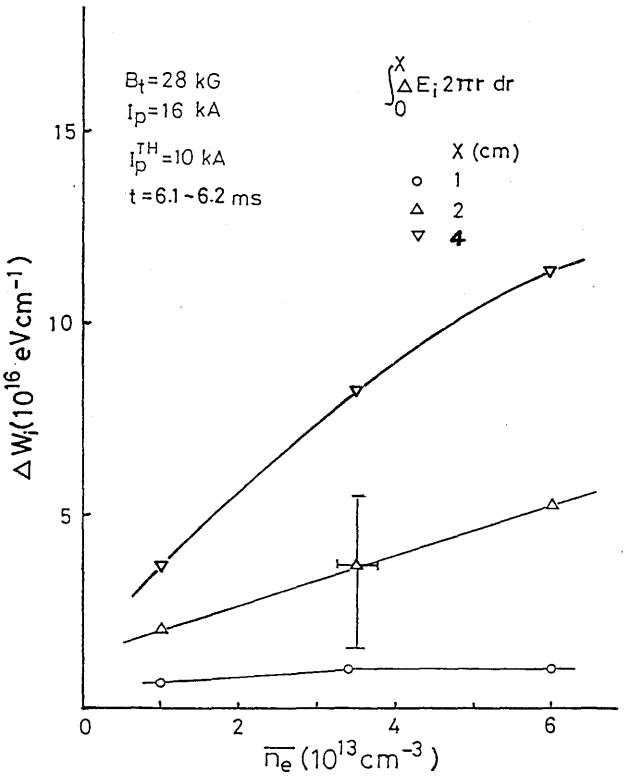
第39図　スキン領域における電子温度のプラズマ密度依存性



第40図　イオン温度上昇の径方向分布のプラズマ密度に対する依存性

ズマ（$\bar{n}_e$～$6.0\times10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$）の場合には第38図に示すようにスキンの巾が約 0.5 cm と小さくなることがわかる．これは乱流パルスの立上り時にストリーミングパラメータ v_d/v_e が一定であるとして得られるスキン巾に関する評価式 $\delta\sim\sqrt{3}c/\omega_{pi}\gamma$（$c$: 光速，$\omega_{pi}$: イオンプラズマ周波数，$\gamma=v_d/c_s$: 電子ドリフト速度のイオン音波速度に対する比）によって説明でき，密度に対しては $\delta\propto1/\sqrt{\bar{n}_e}$ の依存性があると考えられる．従って，ストリーミングパラメータ $\xi\equiv v_d/v_e=I_p^{TH}/(2\pi a e n_{es}\delta v_e)$（$I_p^{TH}$: 乱流加熱電流，$a$: プラズマ半径，$n_{es}$: スキン領域の電子密度）の密度依存性は軽減される．また，スキン領域での電子温度は第39図のように密度に対して減少関数なのでストリーミングパラメータに対しては増加の傾向となる．全体としてはストリーミングパラメータは密度に対して減少関数となるが，$\xi\propto\bar{n}_e^{-1/3}$ 程度ではないかと考えられる．実際に I_p^{TH} を一定として密度を増加していくと乱流波動の励起時刻は遅くなり，ξ が密度に関して減少関数であることがわかる．また，$I_p^{TH}=10\,\mathrm{kA}$ という比較的低い乱流加熱電流でも乱流波動が励起されるということは，高密度プラズマに対しても充分乱流加熱が適用できることを示すものである．

次に高密度プラズマでの乱流加熱におけるイオンの加熱について述べる．プラズマ密度が増加することから，イオンの温度上昇は減少することが予想されるが，高密度プラズマの場合に特徴的なことは第40図に示すようにイオン温度上昇分にスキンのような径方向分布が現われることである．この結果の

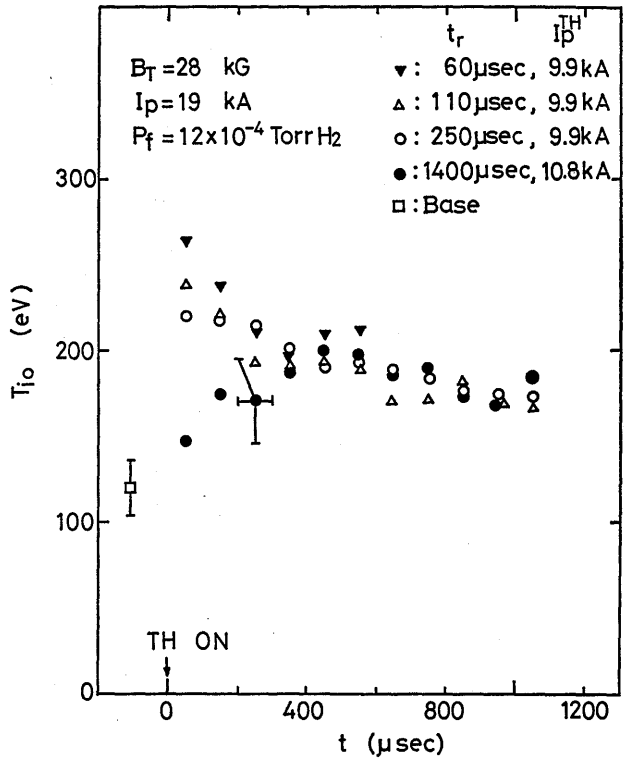


第41図　イオンへの入力エネルギーのプラズマ密度依存性

解釈として考えられることは乱流加熱電流はスキン電流であり，まず乱流波動はプラズマ周辺において励起され，プラズマ中心へ伝播していく．そして，乱流波動はイオンにエネルギーを与えながら減衰するということである．従って，乱流加熱におけるプラズマ中心へのエネルギー輸送を探る上でもこの結果は非常に興味深いものであり，今後詳細に検討を加えていく予定である．さらに第37図の密度分布と第40図のイオン温度上昇分の分布から第41図のような興味ある結果が得られる．これはプラズマ全体のイオンへの入力エネルギーを $\Delta W_i = \int_0^a n_e(r) \cdot \Delta T_i(r) \cdot 2\pi r dr$ として計算したもので，密度が増加するとイオンへの入力エネルギーが増えることを示している．これらの重要な実験結果に対しては今後の検討結果が待たれる．

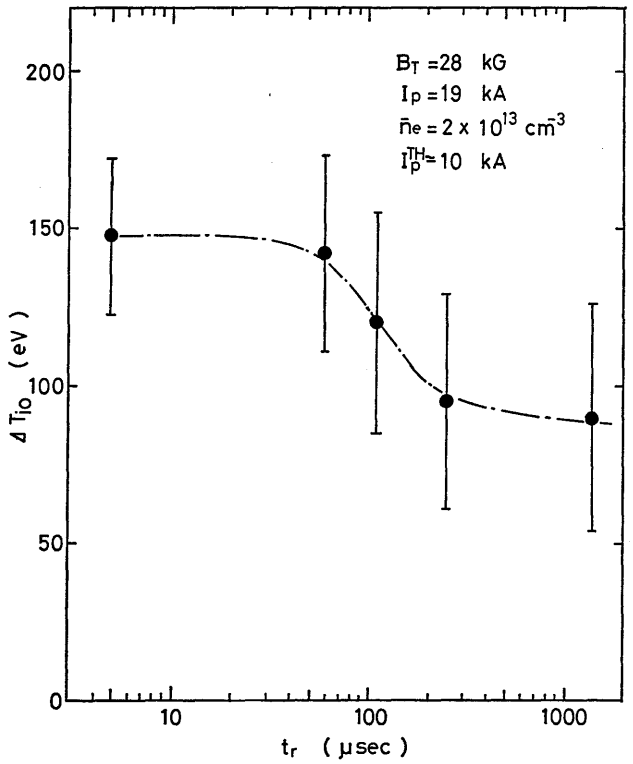
4-7. 低周波乱流加熱実験

通常乱流加熱は非常に短いパルス電流を流すことによって行なわれるが，装置が大型化してくると同じ乱流電場を誘起するのにかなり大きな乱流加熱電圧（乱流加熱コイル端子電圧）が必要となる．これは必要な乱流加熱電圧がほとんどプラズマのインダクタンスによる電圧分（$d(L_P I_P^{TH})/dt$）によって決まるのでプラズマインダクタンスの増加とプラズマ断面の大きさの増加による乱流電流の増加によってかなり大きな値となるのである．従って，この乱流加熱電圧を小さく抑えるためには立上り時間のゆっ

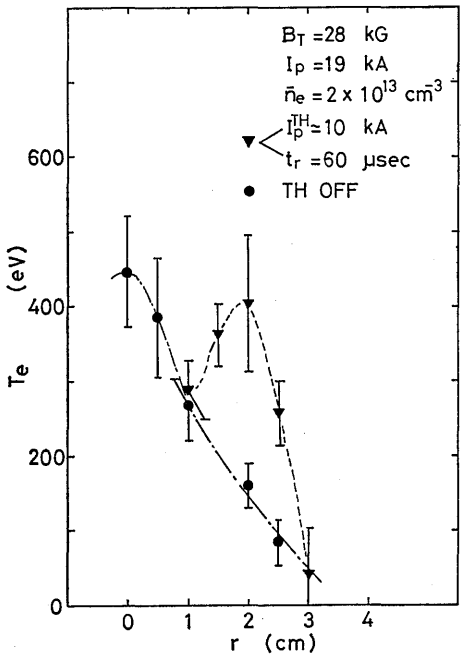


第42図　異なった立上り時間をもつ乱流パルスの印加によるイオン温度の上昇

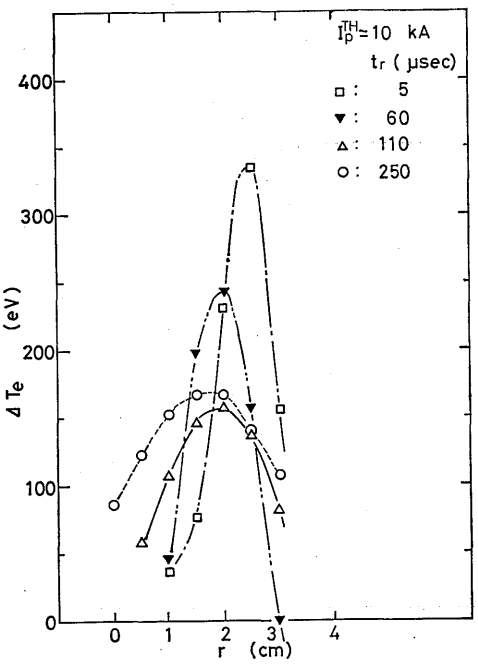
くりとしたパルス電流にする必要がある．そこで，立上り時間の遅い乱流パルスによる乱流加熱実験（低周波乱流加熱実験）は今後の大型装置への乱流加熱の適用性を調べる上で重要である．ここでの実験では乱流加熱電源とプラズマ電流波形制御電源を用いて，5 μsec～1.4 msec の立上り時間（t_r）を有するパルス電流による乱流加熱効果について調べた．まず第42図にパルスの立上り時間を変えた時のイオン温度の時間変化を示す．立上り時間（t_r）が 250 μsec まではパルス印加直後にイオン温度が上昇しているが，1.4 msec では徐々に上昇し約 500 μsec でピークに達している．また，マイクロ波散乱による密度揺動の測定では $t_r \lesssim 60$ μsec に対してほぼ同様な散乱信号が得られ，$t_r = 1.4$ msec ではパルスを印加しない時と比べて顕著な変化は見られない．プラズマ中心でのイオン温度の上昇をパルスの立上り時間（t_r）に対してプロットすると第43図のようになる．これらの結果から t_r とともに乱流加熱の効果は減少していくが，$t_r \lesssim 60$ μsec に対しては極端な減少は見られず，ほとんど同様な乱流加熱効果が期待できることがわかるが，これは乱流加熱におけるスキン効果によって説明することができる．第44図に示すように乱流加熱によって電子温度はスキン分布となるが温度上昇分だけを取り出してスキン巾を見ると第45図のようになる．立上り時間が遅くなるとスキン層は中心へ移動し，スキン巾が大きくなる傾向にある（第46図）．第43図と第46図を対比して考えると，$t_r \lesssim 60$ μsec の場合にはスキン巾及びスキン層の位置がほとんど変わらず，即ち，ストリーミングパラメータがほと



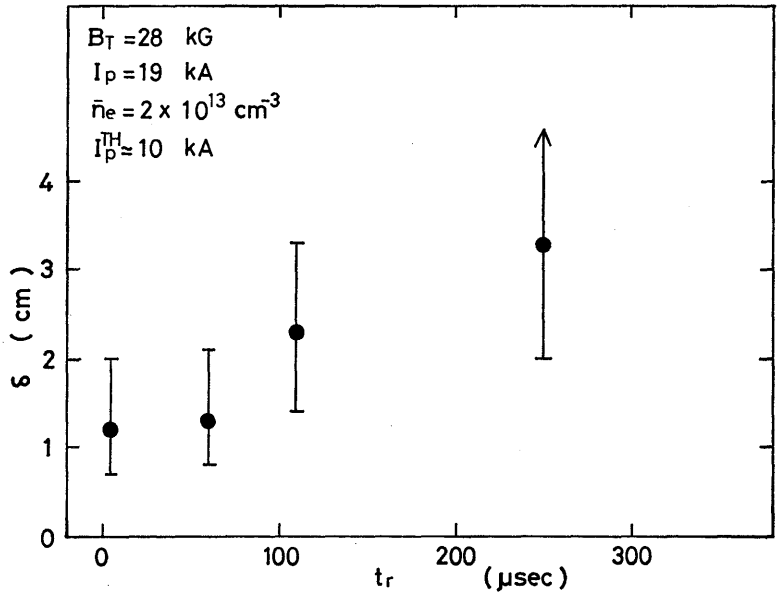
第43図　イオン温度上昇の乱流パルス立上り時間に対する依存性



第 44 図　立上り時間 $t_r = 60\,\mu s$ の場合の電子温度スキン分布



第 45 図　乱流パルスの各立上り時間に対する電子温度スキン分布の変化



第46図　電子温度スキン巾の乱流パルス立上り時間への依存性

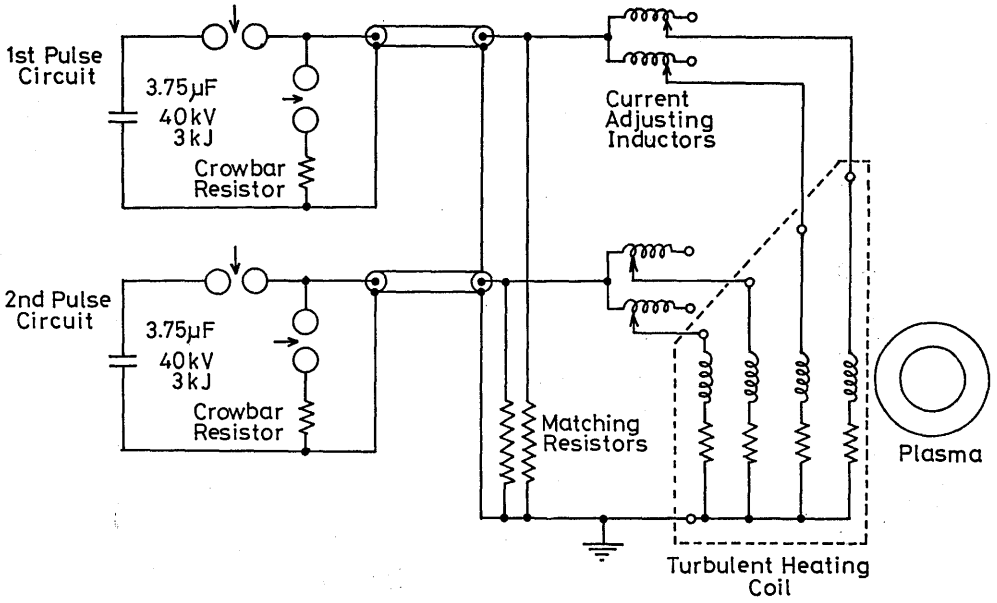
んど同じであり，$t_r > 60\,\mu$sec ではスキン巾が大きくなること及びスキン層の中心への移動による密度と電子温度の上昇によってストリーミングパラメータが下がり，乱流波動が励起されにくくなると考えることができる．

4-8. ダブルパルス乱流加熱実験

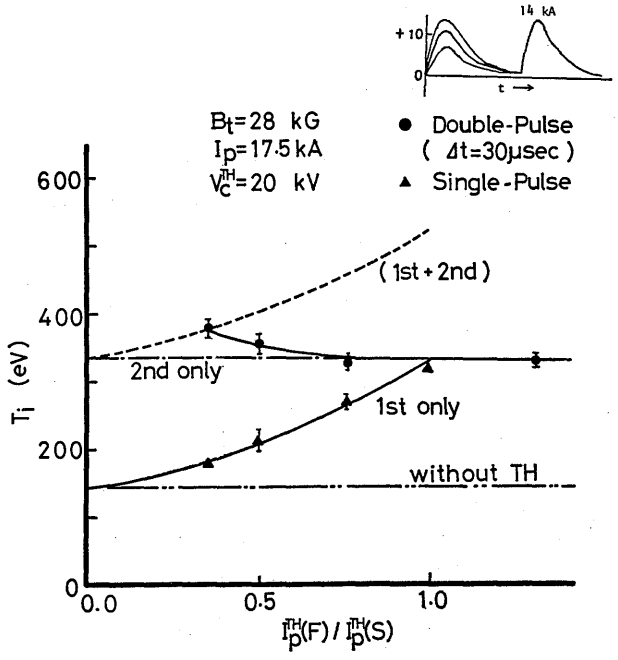
第1期計画におけるシングルパルスの乱流加熱実験で得られたように乱流加熱電流を増加していくと安全係数の減少あるいはプラズマの平衡欠除によって有効な乱流加熱が実現出来ない．従って，高温プラズマを生成するためにはマルチパルスによる乱流加熱が必要となる．従って，ダブルパルスによる乱流加熱実験を行なうことによってマルチパルス乱流加熱の可能性を探ることは乱流加熱をトカマクプラズマの追加熱法として確立するために不可欠のことであるといえる．

(1)　同極性及び異極性ダブルパルス

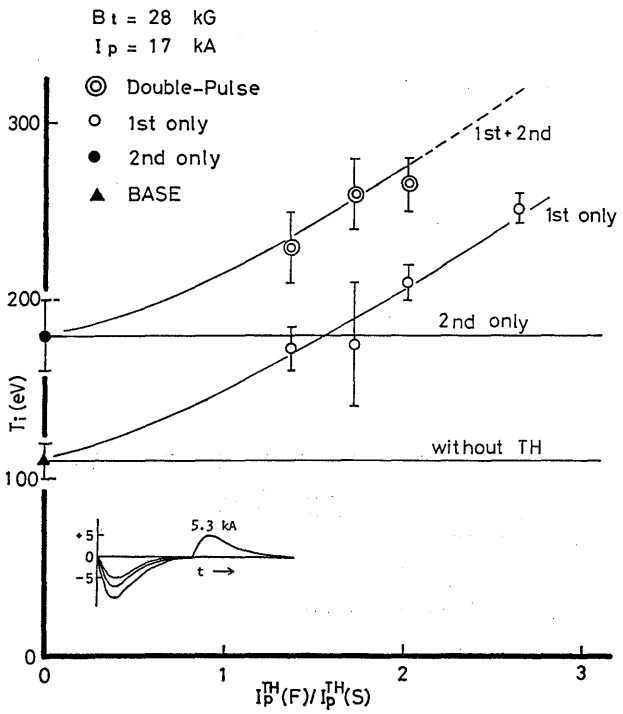
乱流パルスはこれまでプラズマ中に不整磁場を作らないように乱流加熱コイルの電流比を調整して印加されていたが，乱流加熱実験に対しては不整磁場の影響はほとんどないことが実験的に確かめられたので，ダブルパルス印加の方法として第47図に示されるように内側乱流加熱コイル2本と外側乱流加熱コイル2本を別々に使用することとした．同極性の場合にはパルス間隔として 30 μsec をとり，第48図に示されるように第2パルスの電流値を一定（14 kA）とし，第1パルスの電流値を変えることによって第1パルスと第2パルスの電流比に対してどのような依存性を示すのかを調べた．電流比が 1.0 よりも小さいときには第2パルスによる乱流加熱効果が見られるが，1.0 よりも大きいときにはほとん



第 47 図　ダブルパルス乱流加熱システムブロック図

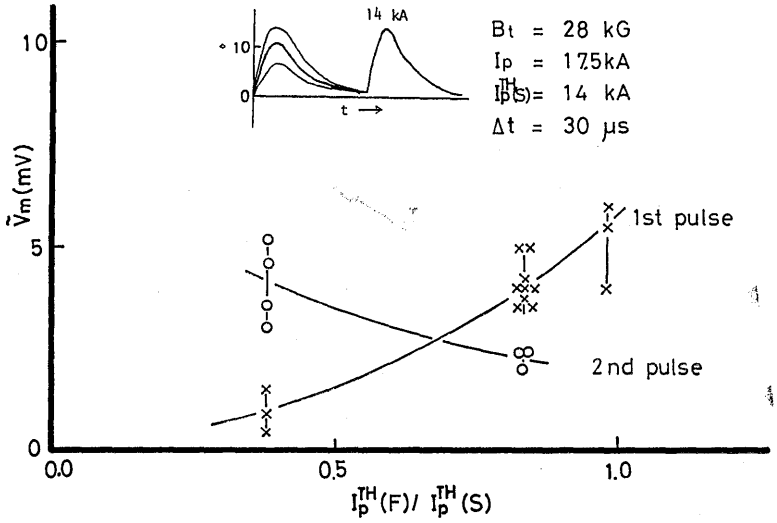


第 48 図　同極性ダブルパルスの電流比（第 1 パルス電流／第 2 パルス電流）に対する依存性

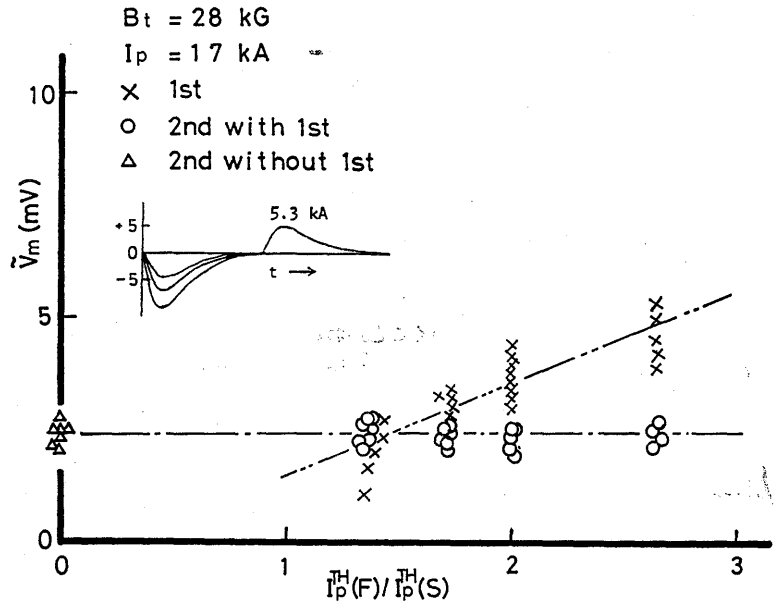


第 49 図　異極性ダブルパルスの電流比（第 1 パルス電流／第 2 パルス電流）に対する依存性

ど第 2 パルスの効果は見られない．また，第 1 パルスと第 2 パルスの乱流加熱が相加効果となるとすると破線で示されるようになることが期待されるが，電流比が 0.5 以上では相加効果ではなく，第 2 パルスによる乱流加熱の効果が次第に弱くなっていくことがわかる．一方，異極性の場合には，第 2 パルス（正極性）の電流値を 5.3 kA と固定し，第 1 パルス（負極性）の電流値を変えていくと，第 49 図に示されるような結果が得られる．この場合には，第 1 と第 2 パルスの電流比に関係なくダブルパルス乱流加熱は相加効果を示している．このダブルパルスによる乱流加熱効果はマイクロ波散乱による密度揺動にも同様な傾向が見られ（第 50 図及び第 51 図），同極性の場合には第 1 パルスによる乱流加熱効果が大きくなるにつれて第 2 パルスの乱流加熱効果が弱くなる．この原因を探る上で考えなければならないことは乱流加熱によって生じるプラズマの特性とその電流極性による違いである．TRIAM-1 における乱流加熱プラズマの特徴としてあげられるものは，電子温度のスキン加熱と高エネルギーイオンテイルの形成であるが，前者については正負両極性における相違は見られない．一方，後者についてはイオンテイルの形成という点では両極性共同じであるが，イオンの速度分布の点から考えると高エネルギーテイルの形成される速度領域が正極性と負極性では正と負で逆となる．従って，同極性の場合高エネルギーイオンテイルによるランダウ減衰によってイオン音波が成長できないため第 2 パルスによる乱流加熱が有効に作用しない可能性がある．この解釈と関連のあるデータとして次のような結果が得られてい

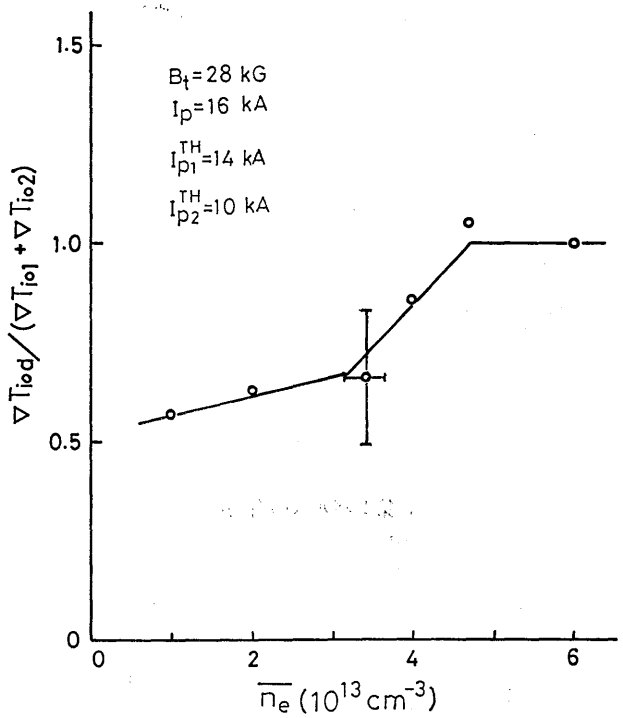


第50図　同極性ダブルパルスにおけるプラズマ密度揺動

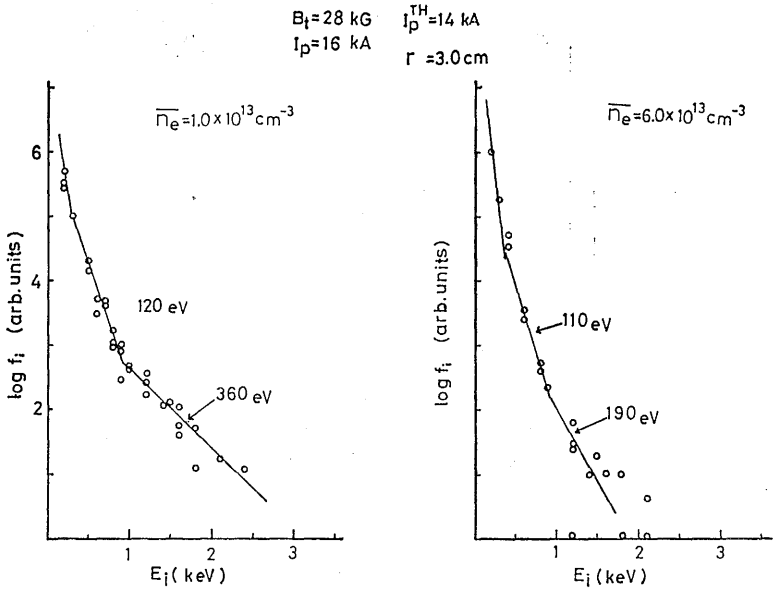


第51図　異極性ダブルパルスにおけるプラズマ密度揺動

る．同極性ダブルパルス（第1パルス電流／第2パルス電流 ≃ 1.4）の印加においてベースプラズマの密度を増加すると第52図に示されるように第2パルスによる乱流加熱が効果的になる．この時の第1パルスによって生成される乱流加熱プラズマのイオンエネルギースペクトル（乱流パルス印加後30～40 μs）を第53図に示すが，低密度と高密度プラズマにおける高エネルギーイオンテイルの生成量は



第 52 図　ダブルパルス乱流加熱における相加効果のプラズマ密度依存性

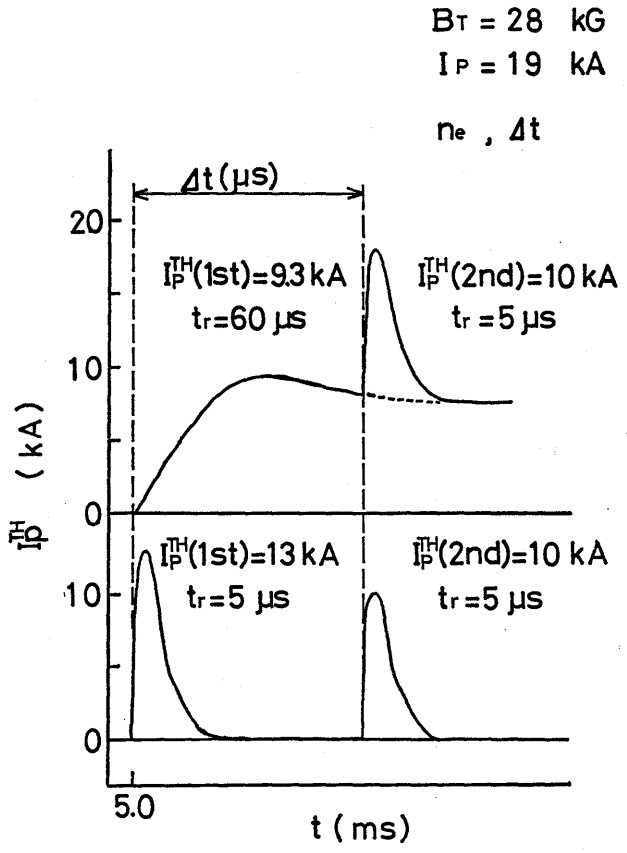


第 53 図　乱流パルス印加直後のイオンエネルギースペクトルのプラズマ密度に対する依存性

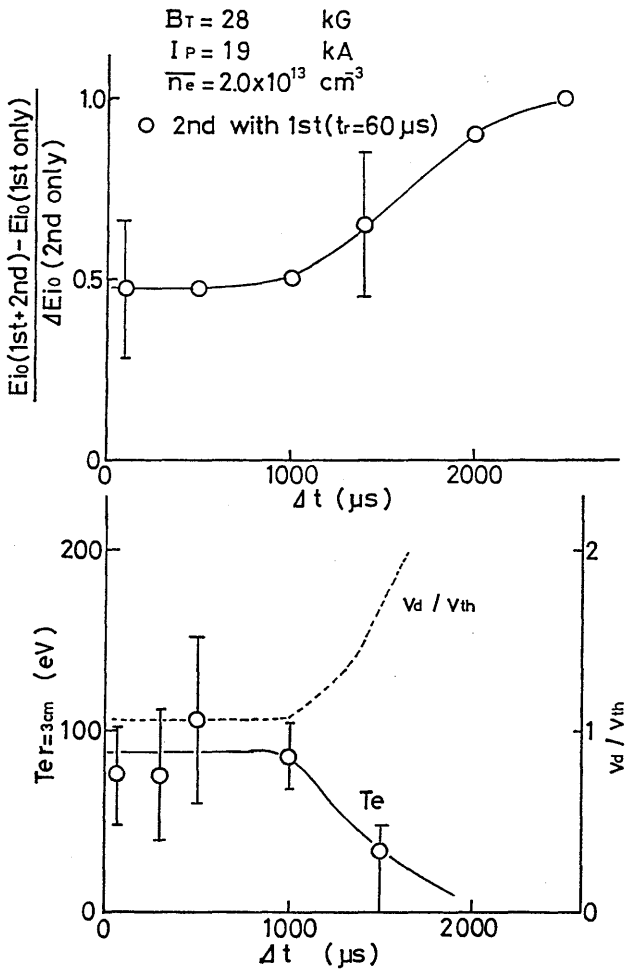
10倍程度の差がある．従って，乱流加熱における高エネルギーイオンテイルの形成はマルチパルス乱流加熱を考える場合重要な要素となるといえる．

(2) 立上り時間の異なるダブルパルス

低周波乱流加熱実験において立上り時間の遅い乱流パルスを印加した場合 $t_r \lesssim 60\,\mu s$ ではほとんど同様な乱流加熱効果が得られた．そこで，立上り時間 $t_r=60\,\mu s$ の乱流パルスと $t_r=5\,\mu s$ の乱流パルスによるダブルパルス実験を行なった．第54図にダブルパルス印加波形を示す．可変パラメータとしてはダブルパルス印加の間隔（Δt）とベースプラズマの密度をとり，$t_r=5\,\mu s$ のダブルパルスと比較しながら第2パルスによる乱流加熱効果について調べた．ダブルパルス印加の間隔（Δt）に関しては，Δt が大きくなれば第1パルスの影響がなくなるため第2パルスの乱流加熱は効果的になることが予想されるが，実際第55図に示すように Δt が増加すると共に第2パルスの有効性が増すことがわかる．この図は第1パルス印加後 60 μs での $r=3$ cm の電子温度を測定し，そこでのストリーミングパラメータとの関連を示したものであるが，第2パルスの有効性とスキン領域での電子温度が密接な関係

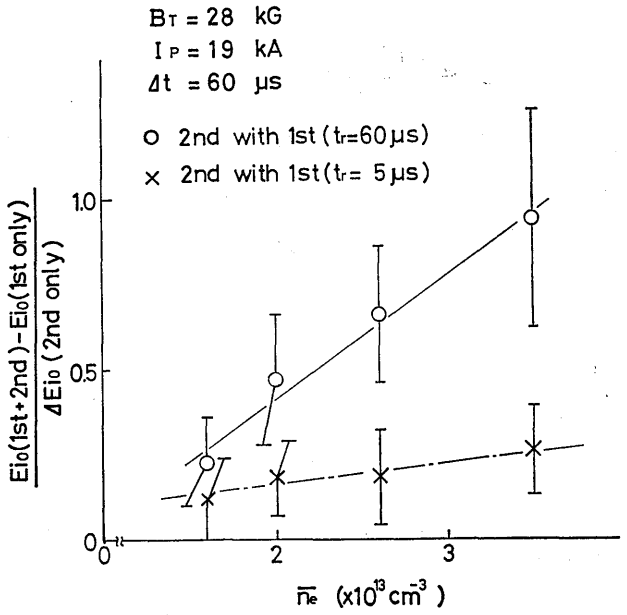


第54図　立上り時間の異なるダブルパルスの印加波形と同極性ダブルパルスの印加波形

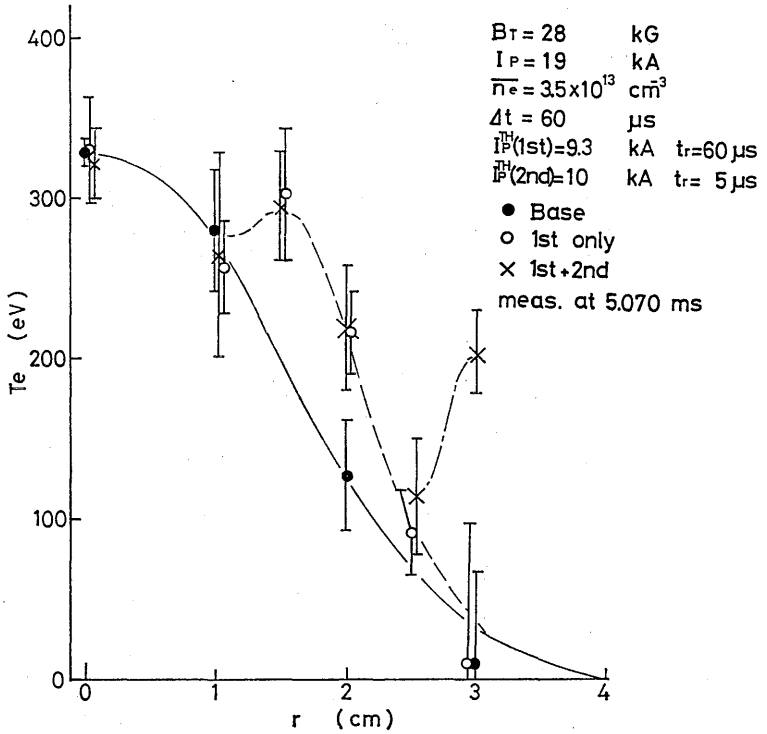


第55図　立上り時間の異なるダブルパルスにおける乱流加熱相加効果の乱流パルス印加時間間隔に対する依存性と第1乱流パルス印加後のスキン領域（r =3 cm）での電子温度の時間変化

にあることがわかる．この関連性は t_r=5 μs のダブルパルスの場合も同様であるがプラズマ密度依存性については第56図に示すように顕著な違いが見られる．t_r=60 μs と t_r=5 μs の組合せの場合にはプラズマ密度の増加に対して第2パルスの有効性は大きく増加し，$n_e(r=3\,\mathrm{cm})=2.0\times10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$ では第2パルスがほとんど完全に相加効果を示している．この結果も第2パルスを印加する時のスキン領域での電子温度と関連があり，プラズマ密度を増加することによってプラズマ周辺の電子温度が下がることと第57図に示されるように t_r=60 μs と t_r=5 μs の乱流パルスではスキン領域が異なるためプラズマ周辺での電子温度は t_r=60 μs の方が低く，ストリーミングパラメータが大きくとれるからである．以上のことから立上り時間の異なるダブルパルス乱流加熱は通常のダブルパルス乱流加熱よりも有効であるといえる．



第56図　ダブルパルスにおける乱流加熱相加効果のプラズマ密度に対する依存性



第57図　立上り時間の異なるダブルパルス乱流加熱における電子温度径方向分布

2種類のダブルパルス実験について述べたが，ダブルパルス実験において重要なパラメータと考えられるのは，第1パルスによって生じる高エネルギーイオンテイルと第2パルス印加時におけるプラズマ周辺の電子温度であるといえる．従って，今後マルチパルスの乱流加熱を考える場合上記2点を考慮してその方法を考えなければならないであろう．

5. 結　び

TRIAM-1プロジェクトの第2期計画ではトカマクプラズマの乱流加熱に関する詳細な実験を行ない，追加熱法としての乱流加熱の確立に役立つ数々の成果が得られた．乱流加熱の加熱機構の解明に関してはマイクロ波散乱法によって分散関係を測定し，乱流波動の励起臨界条件を実験的に評価することによって低周波イオン音波の励起が確認された．イオンの加熱過程についてはイオン音波による高エネルギーイオンテイルの形成が実験的に確認され，高エネルギーイオンからバルクイオンへのエネルギー移行が見い出された．こうして第1期計画における乱流加熱実験の結果も含めて考えると，TRIAM-1における乱流加熱過程として次のようにまとめられる．

乱流加熱コイルによってプラズマ中に乱流加熱電流が誘起されるが，通常は約 1 cm の表皮電流となり，ストリーミングパラメータ（$\xi \equiv v_d/v_e$）がイオン音波の臨界条件（$\xi = 0.5 \sim 0.7$）を越えると乱流加熱に特徴的な現象，即ち，異常抵抗による resistive hump，スキン領域での急激な電子加熱及びプラズマの密度揺動（低周波イオン音波）が同時に観測される．励起されたイオン音波とプラズマ粒子特にイオンとの相互作用（イオンランダウ減衰と考えられる）によって高エネルギーイオンテイルが形成され，そのエネルギーは主にイオン—イオンの衝突によってバルクイオンへ移行される．プラズマ中心へのエネルギー輸送に関しては実験的に確かめられていないが，2 mm マイクロ波散乱によって励起波動の伝播が観測されればエネルギー輸送に関しても明らかにされるであろう．

現段階ではプラズマ周辺に入力されたエネルギーがプラズマ中心に約 100 μs で輸送され，初期イオン温度径方向分布とほとんど同じ分布でイオンが加熱されるという結果が得られている．そして，乱流加熱プラズマは良好に閉じ込められ，新古典理論で予想される閉じ込め時間に従ってイオン温度が減少する．

以上がシングルパルス乱流加熱過程の概要であるが，同様の過程が高密度プラズマ（$\bar{n}_e \leqq 1 \times 10^{14}$ cm^{-3}）に対しても適用できるかどうかは重要な問題であり，実際に有効なイオン加熱が観測されることは確認されたが，詳細の乱流加熱過程については差異が見られ，今後詳細に検討する必要がある．

次に将来の核融合装置への適用性を調べる目的で行なわれた低周波乱流加熱実験とダブルパルス乱流加熱実験については，立上り時間 $t_r \leqq 60\ \mu$s ではほとんど同じように有効な加熱が得られるという大型装置に適用する上での乱流加熱コイル印加電圧の減少につながる良好な結果を得ており，ダブルパルス乱流加熱では第1パルスによって生成される高エネルギーイオンテイルとプラズマ周辺の電子温度が重要な要素となることが確められた．

以上のように TRIAM-1 プロジェクトにおいては強磁場トカマクプラズマの良好な閉じ込め（高温・高密度プラズマの生成）と乱流加熱の有効性検証とその追加熱法としての確立に関しては多くの成

果を得てほぼ完了した．これらの成果は57年度から4ケ年計画でスタートした次期計画（TRIAM-1M計画）に引き継がれ，さらに多くの成果が得られるものと期待される．

謝　辞

TRIAM-1プロジェクト研究の推進にあたっては，本研究所所長をはじめ所員，職員の方々の御援助と御協力をいただいたことに，また，高エネルギー研究部の方々には有益な御助言と御指導をいただいたことに感謝申し上げます．

研究報告文献

1) S. Itoh, Y. Kawai, K. Toi, N. Hiraki, K. Nakamura, Y. Nakamura, O. Mitarai, T. Watanabe, T. Sato, "*Turbulent Heating Experiment in High-Field Tokamak TRIAM-1*", Proceeding of U. S. -Japan Workshop on Tokamak Results (Oak Ridge, U S A, 1980).

2) S. Itoh, Y. Kawai, K. Toi, N. Hiraki, K. Nakamura, Y. Nakamura, O. Mitarai, T. Watanabe, T. Sato, "*Heating of Plasmas by Current-Induced Turbulence in High-Field Tokamak TRIAM-1*", Bulletin of the American Physical Society **25** (1980) 901.

3) O. Mitarai, T. Watanabe, Y. Nakamura, K. Nakamura, N. Hiraki, K. Toi, Y. Kawai, S. Itoh, "*Observation of the Low-Frequency Ion Acoustic Instability in the Turbulently-Heated TRIAM-1 Tokamak Plasma*", Reports of Research Institute for Applied Mechanics (Kyushu Univ.) **28** (1980) 61.

4) 中村一男，伊藤智之，河合良信，東井和夫，平城直治，中村幸男：“トカマクプラズマの乱流加熱”，電気学会プラズマ研究会資料，EP-80-30 (1980).

5) O. Mitarai, T. Watanabe, Y. Nakamura, K. Nakamura, N. Hiraki, K. Toi, Y. Kawai, S. Itoh, "*Measurements of the Dispersion Relation of the Low-Frequency Ion Acoustic Instability in the Turbulently Heated TRIAM-1 Tokamak Plasma*", Japanese Journal of Applied Physics **20** (1981) L 41.

6) N. Hiraki, K. Nakamura, K. Toi, S. Itoh, "*Ion Temperature Measurements of Turbulently Heated Tokamak Plasma by Doppler-Broadening of Visible Lines in TRIAM-1*", Japanese Journal of Applied Physics **20** (1981) 183.

7) 伊藤智之，河合良信，東井和夫，平城直治，中村一男，御手洗修：“強磁場トカマク TRIAM-1研究成果報告”，九州大学応用力学発究所所報 **54** (1981) 15.

8) 川崎昌二，中村一男，中村幸男，平城直治，東井和夫，伊藤智之：“強磁場トカマク TRIAM-1用のマイクロコンピュータを用いたデータ処理装置の製作”，九州大学応用力学研究所所報 **54** (1981) 61.

9) N. Hiraki, K. Nakamura, Y. Nakamura, S. Itoh, "*Temporal Evolutions of Electron Temperature and Density of Turbulently-Heated Tokamak Plasmas in TRIAM-1*", Japanese Journal of Applied Physics **20** (1981) 769.

10) T. Satoh, K. Toi, K. Nakamura, Y. Nakamura, N. Hiraki, S. Itoh, "*Soft X-Ray Measurements in the TRIAM-1 Tokamak*", Reports of Research Institute for Applied Mechanics (Kyushu Univ.) **29** (1981) 27.

11) K. Nakamura, Y. Nakamura, N. Hiraki, S. Itoh, "*Ion Energy Spectrum Just After the Application of Current Pulse for Turbulent Heating in the TRIAM-1 Tokamak*", Reports of Research Institute for Applied Mechanics (Kyushu Univ.) **29** (1981) 49.

12) K. Nakamura, Y. Nakamura, N. Hiraki, S. Itoh, "*Radiation (UV-IR) Measurements in the TRIAM-1 Tokamak*", Reports of Research Institute for Applied Mechanics (Kyushu Univ.) **29** (1981) 61.

13) N. Hiraki, K. Nakamura, Y. Nakamura, S. Itoh, "*Time Behaviours of Visible Lines in Turbulently Heated TRIAM-1 Plasma*", Japanese Journal of Applied Physics **20** (1981) 1507.

14) T. Satoh, K. Nakamura, K. Toi, Y. Nakamura, N. Hiraki, S. Itoh, "*Runaway Electrons in the TRIAM-1 Tokamak*", Reports of Research Institute for Applied Mechanics (Kyushu Univ.) **29** (1981) 195.

15) S. Itoh, Y. Kawai, N. Hiraki, K. Nakamura, Y. Nakamura, M. Kikuchi, O. Mitarai, T. Watanabe, "*Turbulent Heating of Well-Confined Plasma in the TRIAM-1 Tokamak*", Proceeding of 10th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Moscow), 1981, H-5.

16) Y. Nakamura, T. Watanabe, A. Nagao, K. Nakamura, M. Kikuchi, T. Aoki, O. Mitarai, N. Hiraki, S. Itoh, "*Critical Condition for Current-Driven Instability Excited in Turbulent Heating of TRIAM-1 Tokamak Plasma*", Reports of Research Institute for Applied Mechanics (Kyushu Univ.) **29** (1982) 221.

17) K. Nakamura, N. Hiraki, Y. Nakamura, S. Itoh, "*High-Energy Ion Tail Formation due to Ion Acoustic Turbulence in the TRIAM-1 Tokamak*", Reports of Research Institute for Applied Mechanics (Kyushu Univ.) **29** (1982) 231.

18) Y. Nakamura, T. Watanabe, A. Nagao, K. Nakamura, N. Hiraki, S. Itoh, "*Onset of Current-Driven Turbulence on Application of a Low Toroidal Electric Field*", Japanese Journal of Applied Physics **21** (1982) 902.

19) K. Nakamura, N. Hiraki, Y. Nakamura, S. Itoh, "*Relaxation of Ion Energy Spectrum Just after Turbulent Heating Pulse in TRIAM-1 Tokamak*", Japanese Journal of Applied Physics **21** (1982) 1095.

20) 川崎昌二，青木貴子，伊藤智之："TRIAM-1 トカマクのデータ処理装置のためのインターフェースの製作について（データ処理用インターフェースの製作)"，九州大学応用力学発究所所報 **57** (1982) 315.

(昭和57年10月30日　受理)