

JAERI-M

5135

トーラス実験討論会報告

1973年2月

核融合研究委員会

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

ト ー ラ ス 実 験 討 論 会 報 告

日本原子力研究所東海研究所核融合研究委員会

( 1973 年 2 月 6 日 受 理 )

核融合研究委員会の活動の一つとして、昭和47年11月28, 29, 30日の3日間、原研東海研究所において「トーラス実験討論会」が開催された。本報告書はその発表論文を収めたもので、わが国の主要なトーラス装置における最近の実験結果、計画などが述べられている。

Report of the Tokai Meeting on Toroidal Experiments

Study Committee on Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI

(Received February 6, 1973)

The Tokai Meeting on Toroidal Experiments was held at the Tokai Research Establishment of Japan Atomic Energy Research Institute on 28---30 November, 1972.

The meeting was attended by about 50 participants from JAERI and other Institutes. The present report, a collection of papers presented at the meeting, describes recent experimental results on various toroidal devices in Japan. Also included are reports on the planned toroidal experiments and a proposal of a new method of plasma diagnostics using two optical beams.

## 目 次

|     |                                                             |     |
|-----|-------------------------------------------------------------|-----|
| I   | マルチポールおよびステラレータの実験                                          | 1   |
| 1.  | JFT-1におけるプラズマの揺動……原研核融合研, JFT-1グループ                         | 1   |
| 2.  | JIPPステラレータの実験……名大プラズマ研, ステラレータグループ                          | 9   |
| 3.  | コメント……径方向電場について……名大プラズマ研, 毛利明博                              | 15  |
| II  | 高ベータトーラスの実験                                                 | 19  |
| 1.  | CCTの実験……名大プラズマ研, 内田岱二郎                                      | 19  |
| 2.  | プラズマ研S.T.P 計画について……名大プラズマ研, 平野恵一                            | 25  |
| 3.  | ETL-TPE1……電総研; 小川潔, TPE1研究グループ                              | 34  |
| III | トカマクの実験                                                     | 53  |
| 1.  | JFT-2の実験……原研核融合JFT-2グループ                                    | 53  |
| 2.  | 小型トカマクの実験……東大工, 名大プラズマ研 松岡啓介他                               | 63  |
| 3.  | 小型トカマク"NOVA"におけるプラズマの平衡と振動解析<br>……京大工, 理, 養, "NOVA"グループ     | 71  |
| IV  | トカマク実験の計画と予備実験                                              | 78  |
| 1.  | ハイブリッド磁界配位を用いるプラズマ保持<br>……名大工, 奥田孝美, 田中裕二, 松井昭朗             | 78  |
| 2.  | 強磁界トカマク計画と予備実験……東北大工, 長尾重夫                                  | 90  |
| 3.  | トカマク型装置における乱流加熱の研究……阪大工, 大井正一他                              | 99  |
| 4.  | 高安定化磁場装置の計画……原研核融合研, 高安定化磁場グループ                             | 102 |
| V   | その他                                                         | 108 |
| 1.  | 変形断面トカマクの平衡について……名大プラズマ研, 鈴木康夫                              | 108 |
| 2.  | $\theta$ ピンチプラズマに対する高周波磁場の作用の仕方<br>……日大理工, 斎藤勝宜, 椎名庄一, 吉村久光 | 117 |
| 3.  | 2つの optical mode を用いたプラズマ測定法の検討<br>……京大工, 板谷良平              | 121 |
|     | あとがき                                                        | 125 |
|     | 付録1 「トーラス実験討論会」プログラム                                        | 126 |
|     | 付録2 「トーラス実験討論会」参加者リスト                                       | 127 |

## I マルチポールおよびステラレータの実験

## 1. JFT-1 におけるプラズマの揺動\*

原研核融合研究室

JFT-1 グループ\*\*

## 1. はじめに

これまでのプラズマの閉じ込めの実験結果は<sup>12)</sup>、特に ECRH プラズマにおいて、壁側で揺動レベルが大きいことを示している。粒子損失とも関連して、ECRH プラズマにおける揺動の identification が進められている。

ヘキサポール中の水素プラズマ ( $n \sim 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 0.3 \sim 0.8 \text{ eV}$ ) では、主に 2 種類の揺動が観測されている。1 つは、 $\nabla n$  による collisionless drift wave であり、これは磁力線方向に余り大きな localization はない。弱いトロイダル磁場を、ヘキサポール磁場に重畳すると、モード遷移が観測された。他のモードは drift wave より高い振動数をもち、磁力線に沿って磁場の強い所、且つ曲率の悪い所に強く localize するモードである。この identification は現在進行中である。

2. Collisionless Drift Wave<sup>3-6)</sup> について2.1  $\nabla n$  による collisionless drift wave

実験は、比較的弱い磁場で行っており、 $\psi_c$  上の平均磁場  $\langle B_p \rangle_{\psi_c} = 460 \text{ G}$  である。波の観測は、主にプラズマ生成マイクロ波パルス切断後、 $t = 0.4 \text{ msec}$  で行っている。波の観測には、Langmuir プロブ、Floating double プロブ、High impedance プロブを使用した。

このモードは hoop 側には存在せず、壁側の  $\nabla n$  が最大の点の周辺に局在している。トロイダル磁場を加えない場合 (MODE A)、と弱いトロイダル磁場を加えた場合 (MODE C) の波のパラメータを第 1 表に示す。波の伝播方向は、平衡電場による  $E \times B$  ドリフトの補正をして電子反磁性電流の方向である。第 1 表の量は、プラズマとともに動く系の値である。

我々の低ベータ・プラズマ ( $\beta \sim 4 \times 10^{-6} \ll m/M$ ) 中で観測される低周波振動 ( $\omega_{ci} > \psi_c = 670 \text{ KHz}$ ,  $\omega \ll \omega_{ci}$ ) は以下のような性質をもつ。1) 揺動レベルは、 $\nabla n$  の大きい領域に局在する。(ただし、 $\nabla n / n \gg \nabla T_e / T_e$  である)。2) 磁力線方向の波の位相速度  $v_{||}$  は、イオンと電子の熱速度の中間にある。即ち、 $v_{thi} < \omega / k_{||} < v_{the}$  である。3) 伝播方向は、電子反磁性電流の方向である。4)  $k_{\perp} \langle \rho_i \rangle_{\psi_c} = 0.08 - 0.3$ 。5)  $\omega / \omega_{*e} = 0.5 - 0.9$  (drift wave は不安定)。6) 電子とイオンの衝突周波数を  $\nu_{ei}$  とすると、 $\nu_{ei} / \omega = 0.1 - 0.7$  であり、collisionless モードである。<sup>6)</sup> 以上のこ

\* 発表者 永島 孝, 有蘭重喜

\*\* 有蘭重喜, 永島 孝, 大塚英男, 椎名富雄, 田村早苗, 大和春海 (東芝総研)

とから、このモードは、 $\nabla n$ による collisionless drift wave と考えられる。観測された波のパラメータは、Krall と Resenbluth<sup>3)</sup> や Boissier<sup>4)</sup> のスラブ・モデルによる drift wave の理論の不安定条件を満たしている。

第1表 Drift wave のパラメータ

|                                     | MODE A      | MODE C      |
|-------------------------------------|-------------|-------------|
| $B_T$ (G)                           | 0           | 2-(~300)    |
| $\tilde{n}/n$ (%)                   | 6-18        | 2-32        |
| $f$ (KHz)                           | 59-85       | 19-39       |
| $\lambda_{\perp}$ (cm)              | 2.0-3.2     | 3.0-8.4     |
| $v_{\perp}$ ( $\times 10^5$ cm/sec) | 1.2-2.7     | 0.6-3.3     |
| 伝播方向                                | 電子反磁性電流     | 同 左         |
| $\omega/\omega_{ce}$                | 0.7-0.9     | 0.5-0.8     |
| $\lambda_{  }$ (cm)                 | 80          | 85-820      |
| $v_{  }$ ( $\times 10^6$ cm/sec)    | 4.7-6.8     | 1.6-3.2     |
| $\tilde{n}$ と $\tilde{\phi}$ との位相差  | $71 \pm 27$ | $94 \pm 51$ |

## 2.2 弱いトロイダル磁場を加えた場合の drift wave のモード遷移

$B_T = 0$  即ち、磁力線にシアのない場合には、drift wave は磁力線方向に一波長のった進行波であることが分った。 $\lambda_{||} = (\phi dl)/n$  ( $n=1, 2, \dots$ ) であるから、境界条件で許される最長の波長をもつモードが励起されている。

更に、弱いトロイダル磁場を加えると、低い振動数をもつ MODE C の波に変わる。磁力線に平行及び直角方向の波数  $k_{||}$ ,  $k_{\perp}$  は、 $\langle B_T \rangle / \langle B_p \rangle = \oint (dl/B_p) / \oint (dl/B_T) \leq 0.2$  の近似 ( $I_T \leq 80$  A に対応する) のもとでは次式で与えられる。

$$k_{||} = \frac{\mathbf{K} \cdot \mathbf{B}_0}{B_0} \simeq \frac{2\pi n}{L_0} + \frac{m}{R} \frac{B_T}{B_p} \quad (1)$$

$$k_{\perp} = \frac{|\mathbf{K} \times \mathbf{B}_0|}{B_0} \simeq -\frac{2\pi n}{L_0} \frac{B_T}{B_p} + \frac{m}{R} \quad (2)$$

ただし、 $m\lambda_{\theta} = 2\pi R$ ,  $n\lambda_s = L_0$  であり、 $m$ ,  $n$  はそれぞれトロイダル方向、ポロイダル方向のモード数である。第1図は、実験で得られたモード数の変化を示す。横軸は、トロイダル電流を示し、セバトリックス近傍で  $B_T = 1.1 \times I_T$  G である。モード数  $m$  はトロイダル方向の波長  $\lambda_{\theta}$  から求められ、モード数  $n$  は同一磁力線上にある3本のプローブの位相差から求められた。同一ポロイダル面内の同じ磁力線上にあることは、電子ビームにより確認している。(  $B_T = 0$  の場合 )  $\nabla n$  方向については、揺動の最大振幅の領域にプローブはセットされた。

これらの  $m$ ,  $n$ , を用いれば、(1), (2) 式より  $k_{||}$ ,  $k_{\perp}$  が求められる。第2図に、求められた

$k_{11}$  の変化を示す。 $I_T = 2A, 22A, 45A$  の近傍で、あるモードが安定化され、あるモードが成長するという遷移が観測された。モード遷移は、 $k_{11}$  が小さくなるように、即ち、磁力線方向の波長  $\lambda_{11}$  が長くなるように変化している。このことは、Boissier らの drift wave の数値計算の結果と比べてみると、モード遷移は、drift wave の成長率が大きくなるように変化している。(1), (2) より  $m$  を消去すれば、 $k_{11}$  と  $k_{\perp}$  についての境界条件が求められる。 $B_T$  が増加とともに  $n = 0, -1, -2$  の順に励起されることが、成長率の大小関係から定量的に理解出来。スラブ・モデルの計算結果により、モード遷移の機構の理解が進められている。

### 3. Ballooning Type Mode について

#### 3.1 MODE B の揺動パラメータ

プラズマと磁場のパラメータはMODE A, C の場合と同じである。

観測された角周波数は  $\omega_{obs} = 6.6 - 8.0 \times 10^5$  rad/sec であり、Doppler shift の補正を考えに入れると  $\omega = 8.0 - 9.5 \times 10^5$  rad/sec となる。従って  $\omega/\Omega_{ci} \sim 0.2$ ,  $\nu_{ci}/\omega \ll 1$  bounce 周波数を  $\omega_b \sim \frac{2\pi}{L_0} v_{th}$  と定義すれば  $\omega_{bi} \ll \omega \lesssim \omega_{be}$  である。モード A, C に比べると周波数は 2 ~ 5 倍程度高い。磁力線に対して垂直方向の波数  $m \equiv \frac{2\pi R}{\lambda}$  は  $m = 210 - 260$  ( $R = 30$  cm における波長で言えば  $\lambda_{\perp} = 0.7 - 0.9$  cm) でありモード A, C に比して 2 - 5 倍大きい。伝播方向は電子反磁性電流の向きである。電子のドリフト周波数は、

$$\omega_{*e} = m \frac{KT_e}{e} \frac{\partial \ln N}{\partial \psi} = 1.25 - 1.54 \times 10^6 \text{ rad/sec}$$

よって、

$\frac{\omega}{\omega_{*e}} \sim 0.5 - 0.8$  である。ion inertia の効果を示すパラメータ  $b_i$  ( $\equiv \frac{1}{2} k_{\perp}^2 \rho_i^2$ ) は  $T_i \sim 0.1$  eV とすると平均磁場 460 G に対して  $b_i \sim 0.05$ 。MODE B の以上のような波動のパラメータを第 2 表にまとめる。

第 2 表 MODE B のパラメータ

|                                                |                   |      |  |
|------------------------------------------------|-------------------|------|--|
| $f$                                            | 130 kHz           |      |  |
| $\lambda$                                      | 0.7 cm            |      |  |
| 伝播方向                                           | 電子反磁性電流           |      |  |
| $\omega/\omega_{*e}$                           | $\sim 0.6$        |      |  |
| $\tilde{n}$ と $\tilde{\phi}$ との位相差             | $19 \pm 26^\circ$ |      |  |
| $b = k_{\perp}^2 \frac{k T_e}{M \Omega_i^2}$   | at field maximum  | 0.02 |  |
|                                                | at field minimum  | 3.9  |  |
| $\kappa = 2 (\partial \ln B / \partial \ln N)$ | at field maximum  | 0.1  |  |
|                                                | at field minimum  | -0.6 |  |



MODE Bの最も大きな特徴は、磁力線に沿って揺動が局在している事である。(第3図) MODE A, C は磁力線に沿ったこの様な強い局在化の傾向はみられない。磁力線に沿って波は定在しており、磁場が極小の位置にノードを有し、磁場の強い所(マルチポールでは同時に悪い曲率の領域でもある。)に局在しており特に inner hoop に近い場所での密度揺動レベル  $\tilde{n}/n$  は  $18 \pm 5\%$  と大きい。位相に関しては、median plane に対して上下対称であるが  $L = \pm \frac{1}{6} L$  の点に関しては反対の位相をもっている。ポテンシャル変動  $\phi$  を  $\phi \equiv \langle \phi \rangle_{av} + \tilde{\phi}$   $\langle \phi \rangle_{av} \equiv \oint \phi \frac{dl}{B} / \oint \frac{dl}{B}$  と書けば  $\langle \phi \rangle_{av} / \tilde{\phi}_{max} \ll 1$  であり、flute like mode ではない。

MODE Bの密度揺動レベル  $\tilde{n}/n$  はマイクロ波パルス切断後早い時期に大きく時間の経過とともに減少している。 $t = 1.0 \text{ msec}$  の揺動レベル  $\tilde{n}/n$  は、 $t = 0.2 \text{ msec}$  の5分の1程度に小さくなる。周波数  $f_{ob}$  および磁力線に垂直方向の波長  $\lambda_{\perp}$  は、MODE A, Cと同じように時間の経過とともに減少してゆく。MODE Aでは  $v_{ph\perp}(t=0.8)/v_{ph\perp}(t=0.4) \approx 0.42 \sim 0.50$ , MODE Bでは  $0.48$  であり、一方電子温度の時間変化は  $T_e(t=0.8)/T_e(t=0.4) = 0.42$ 。モードBの密度揺動レベルは  $200 \text{ G}$  以上のトロイダル磁場を加えると略  $1\%$  以下になる。又観測された周波数は  $B_T$  増加とともに大きくなり  $B_T \approx 200 \text{ G}$  では  $B_T = 0$  の場合に対して  $2 \sim 3$  倍高くなる。密度揺動とポテンシャル揺動の関係は  $\tilde{n}/n = 15\%$ ,  $e\tilde{\phi}/RT_e = 0.05 \sim 0.1$  であり密度揺動とポテンシャル揺動の位相差は  $19 \pm 26^\circ$  ほぼ同位相である。

### 3.2 MODE B揺動の同定

プラズマメータは低ベータ無衝突プラズマの領域にある。主にノボツビルスク会議の論文<sup>7)</sup>を同定のよりどころにした。周波数領域は  $\omega_{bi} \ll \omega \leq \omega_{be}$  であり、この領域で考えられる不安定は電子フルート不安定、ドリフト波不安定、電子ドリフト捕獲粒子不安定である。磁力線に沿っての揺動のプロファイルから電子フルートモードではない事が分る。次にドリフト波不安定について考えてみる。 $\omega \sim \omega_*$  の場合には変分原理から  $\omega/\omega_* < 1$  の場合に residual不安定が生ずる事が分る。この不安定の生起条件を書くと、

$$\int \frac{ds}{B} \left( b_i + \frac{T_i}{T_e} \kappa \right) \phi^2 > \frac{v_{Ti}^2}{\omega^2} \int \frac{ds}{B} \left( \frac{\partial \phi}{\partial s} \right)^2$$

$$\text{ここで } b_i = \frac{1}{2} k_{\perp}^2 \rho_i^2, \quad \kappa = \frac{\partial \ln B}{\partial \ln N} \text{ である。}$$

$b_i \gg \frac{T_i}{T_e} \kappa$  の場合には  $b_i$  が大きな領域つまり磁場の弱い領域に局在し(ドリフトユニバーサルモード)、逆に  $b_i \ll \frac{T_i}{T_e} \kappa$  の場合には  $\kappa$  の大きな領域つまりプラズマに対して悪い曲率の所に局在する(ドリフトバルニグモード)。これは成長率が最大になるように磁力線に沿ってプロファイルが決まるからである。磁力線に沿っての  $\left( \frac{T_e}{T_i} b_i + \kappa \right)$  の値を第4図に示す。

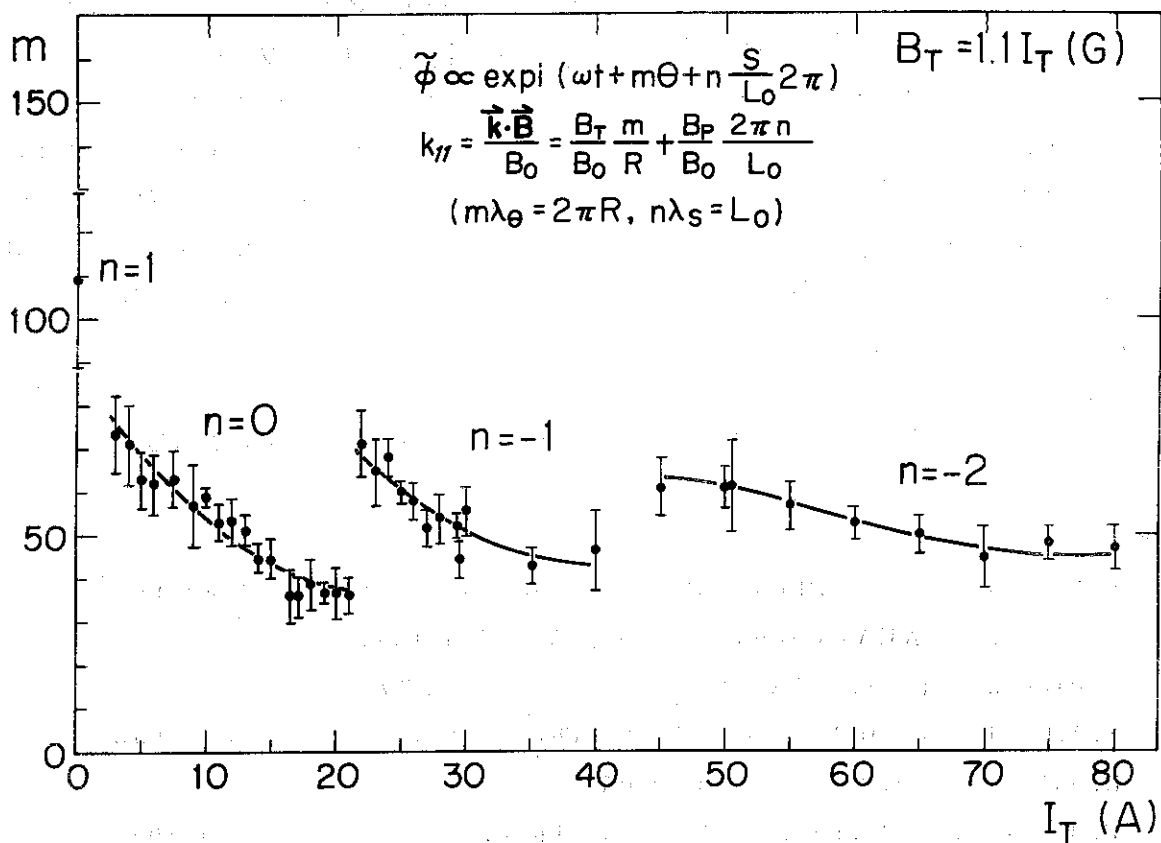
次に電子ドリフト捕獲粒子不安定について考える。 $b_i$  が大きな値を取ると、ドリフトモードの周波数は電子ディアマグ周波数に比べて小さくなる。 $B_{min}$  に関して反対称なモードでは

$(\frac{\omega}{\omega_{be}})^2$  の項が重要になり、分散式中にこれを含むと purely growing な電子ドリフト不安定が生ずる。この不安定の生起条件は  $b_i^{\frac{1}{2}} > (-\frac{r}{L})^2 \frac{T_e}{T_i} \frac{M}{m} (1 + \frac{T_i}{T_e})^2$  であるが、我々の実験パラメータでは満足されない。 $b_i$  が上の不等式を満足するほど大きな値を取らない場合は residual 不安定が生ずる。成長率は  $(\frac{\omega}{\omega_{be}})^3$  に比例する。R. J. Hastie and J. B. Taylor の論文<sup>8</sup>によれば、電子ドリフト波不安定と電子ドリフト捕獲粒子不安定が生ずる領域の間にいくつかの分枝がありモード B のパラメータはこの領域にある。観測されたモード B の成長率は小さく単一振動波形であり、又  $\omega \lesssim \omega_{be}$  であるから電子の逆ランダウ減衰によって不安定が励起されていると考えられる。

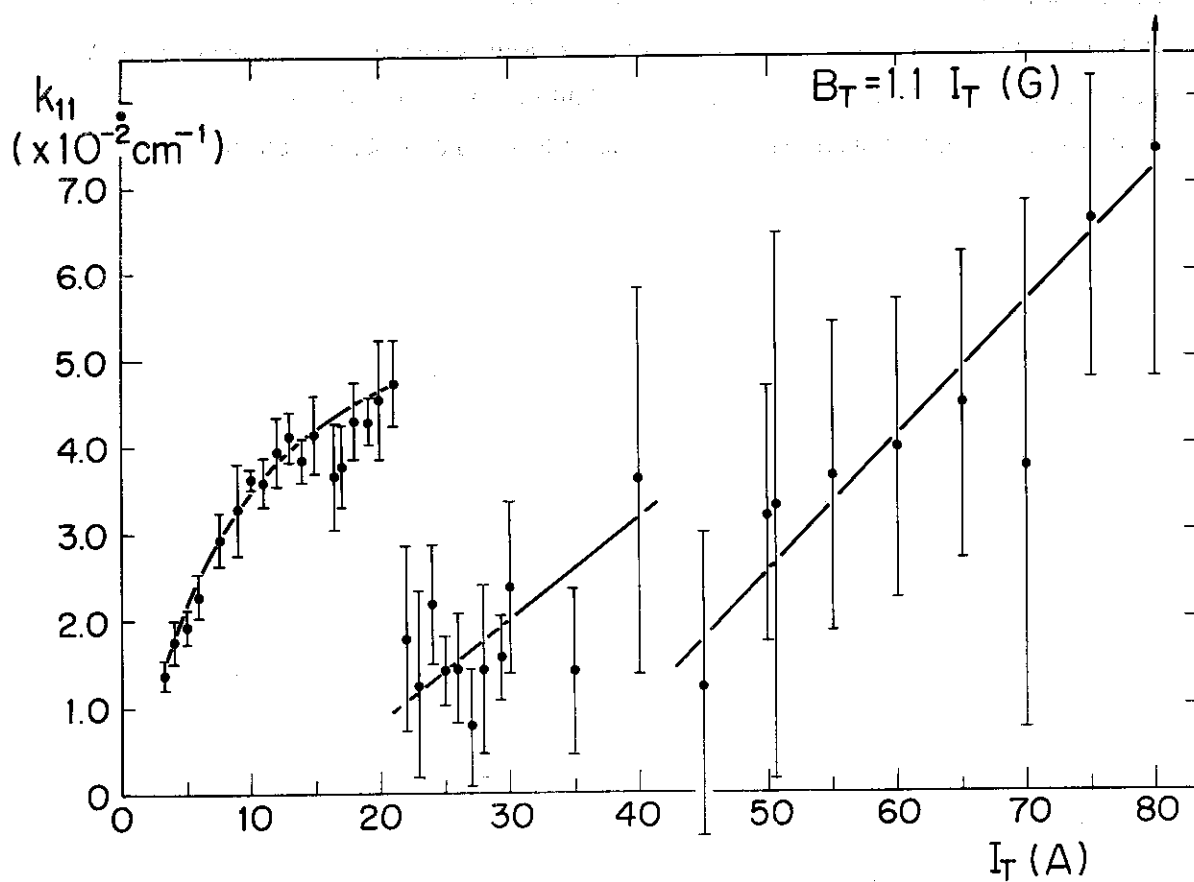
現在、ヘクサポール磁場における電子ドリフトモードの磁力線に沿ったプロファイルと、より短波長のモードのそれを計算によって求め、実験結果と比較する作業を進めている。

## 文 献

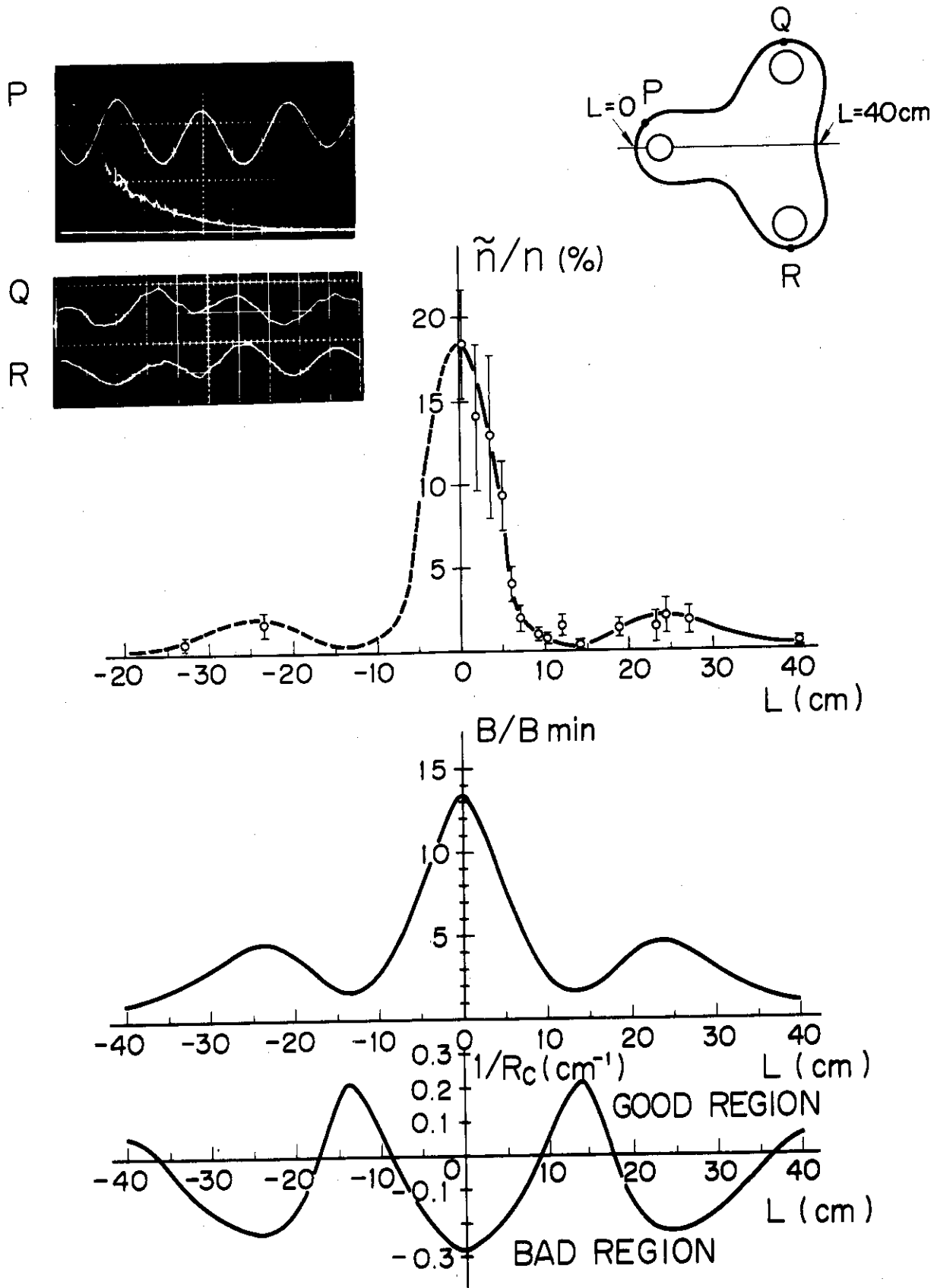
- 1) S. Tamura et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna, 1971), Vol. I, P. 75.
- 2) S. Matsuda et al., JAERI-memo 4567 (1971).
- 3) N. A. Krall and M. N. Rosenbluth, Phys. Fluids 8, 1488 (1965)
- 4) R. Boissier, EUR-CEA-FC-607
- 5) P. H. Rutherford and E. A. Frieman, Phys. Fluids 11, 569 (1968).
- 6) D. K. Bhadra, Phys. Fluids 14, 977 (1971).
- 7) P. Rutherford et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna, 1968), Vol. I, P. 367
- 8) J. B. Taylor and R. J. Hastie, Plasma Phys. 10, 479 (1968)



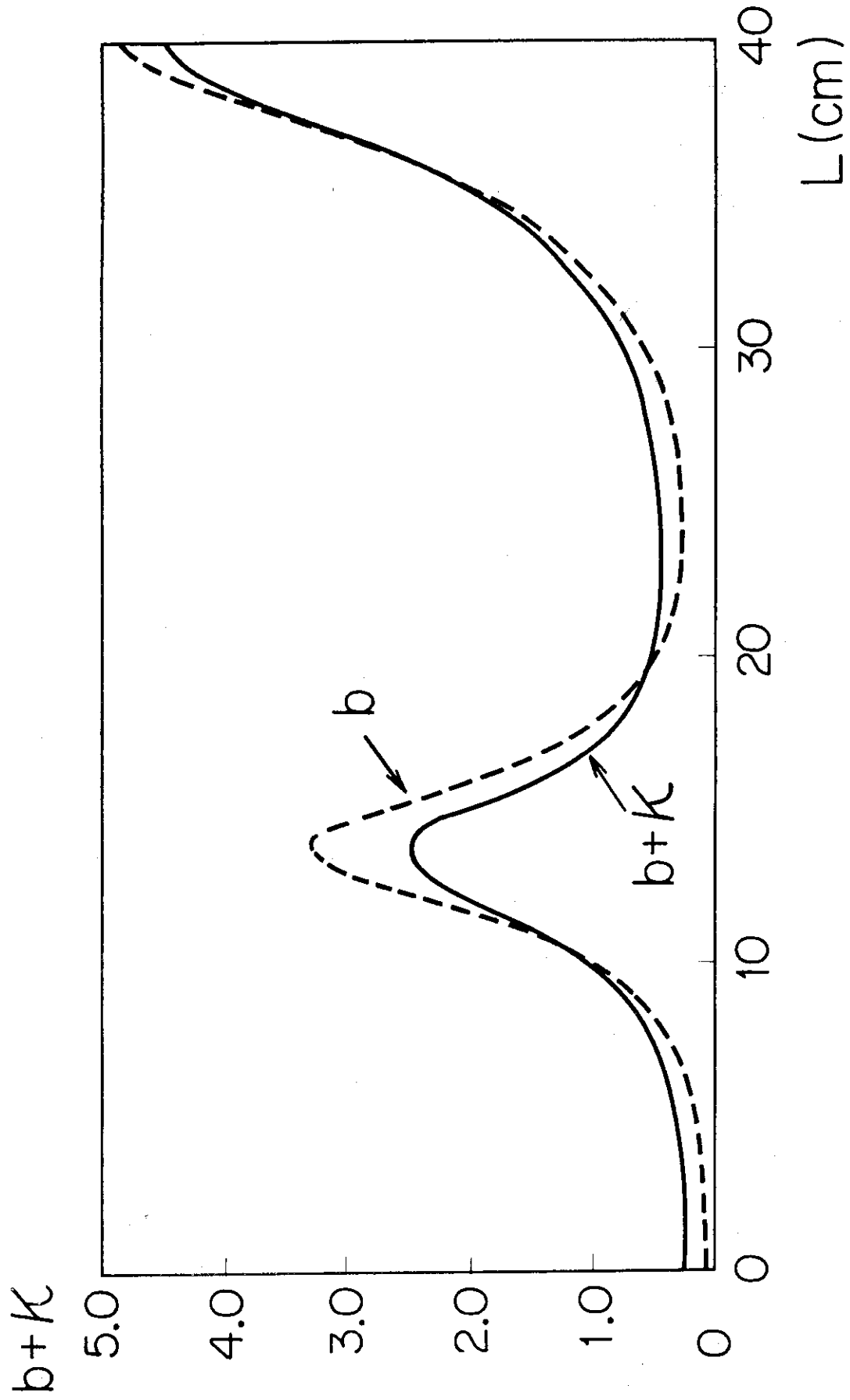
第 1 図



第 2 図



第3図



第4図

## 2. JIPP ステラレーターの実験\*

名大プラズマ研

ステラレータグループ

## 1. JIPP ステラレーター装置のパラメーター、プラズマ源、測定手段

JIPP ステラレーター装置のパラメーターはつぎのとおりである。<sup>1)2)</sup>主半径  $R = 50 \text{ cm}$ , 放電管の内半径  $8.4 \text{ cm}$ , ヘリカルコイル小半径  $10.6 \text{ cm}$ 。 $B_t = 4 \text{ kG}$ , ヘリカルコイルの  $AT = 2.5 \text{ kA} \times 9T = 22 \text{ kAT}$ 。 $B_v$  (垂直磁場)  $\leq 250 \text{ G}$ 。プラズマ半径  $a_p \simeq 3.5 \sim 5.5 \text{ cm}$ ,  $l = 3$ ,  $m = 8$ ,回転変換角  $\epsilon \leq 1.7\pi$ シャ  $(a^2 d\epsilon/dr)/2\pi R \lesssim 0.12$ 磁気井戸の深さ  $-5 \sim 10\%$ ドリフト面と磁気面とのずれは小さい。 $r_L/R \leq 0.005$  ( $r_L/a_p \leq 1/20$ ) のとき。

(4 kG のとき H イオンで 30 eV, C, イオンで 0.2 eV に相当する)

プラズマ源

J × B 型ガン ( $T_e \simeq 0.2 \sim 3 \text{ eV}$ ,  $n_e = 10^9 \sim 10^{10} / \text{cm}^3$ ,  $n_0 = 10^{12} / \text{cm}^3$ )同軸ガン ( $T_e \simeq 1 \sim 3 \text{ eV}$ ,  $n_e = 10^9 / \text{cm}^3$ ,  $n_0 = 10^{11} / \text{cm}^3$ )ECRH ( $T_e \simeq 0.5 \sim 5 \text{ eV}$ ,  $n_e = 10^9 \sim 10^{10} / \text{cm}^3$ ,  $n_0 = 10^{11} \sim 10^{12} / \text{cm}^3$ )ジュール加熱 ( $T_e \simeq 1 \sim 8 \text{ eV}$ ,  $n_e = 10^{10} \sim 10^{12} / \text{cm}^3$ ,  $n_0 = 10^{11} \sim 10^{12} / \text{cm}^3$ )ただし ECRH は  $2.45 \text{ GHz}$  ( $B_{ce} = 0.87 \text{ kG}$ ),  $3.75 \text{ GHz}$  ( $B_{ce} = 1.34 \text{ kG}$ ), $9.4 \text{ GHz}$  ( $B_{ce} = 3.3 \text{ kG}$ )。

測定法

可動プローブ

8 mm の  $\mu$  波干渉計

マルチグリッド・エネルギー分析器

X ray detector

2. 閉じこめの 場構成, プラズマパラメーターに対する依存性<sup>3)4)5)</sup>τ …… プローブのイオン飽和電流の減衰およびパルススキャンによる  $T_e$  の測定

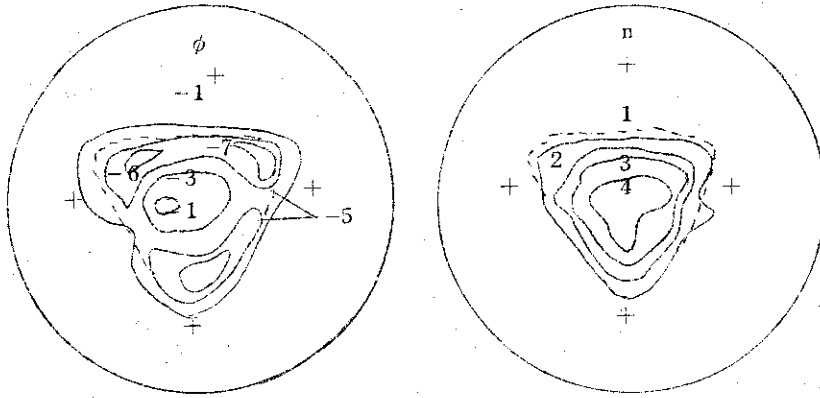
a …… 密度分布の拡がり (磁気面の拡がりとはほぼ一致する)。

以上から拡散係数  $D$  をもとめる。

第1節でのべたプラズマ源および, He, Ar, Xe のガスを用いて調べた。He プラズマでは, 拡散係数はボーム拡散の  $1/20 \sim 1/30$  の値を示し, neoclassical 理論の値より1桁大きい。(  $\tau \simeq 4 \sim 5 \text{ msec}$ ,  $T_e \simeq 1 \sim 2 \text{ eV}$  )。

\* 発表者 藤原正己

異常拡散の原因を調べるため  $n(r, \theta)$  (密度分布),  $\phi(r, \theta)$  (ポテンシャル分布) を求めた。等ポテンシャル面と磁気面とがずれているため、磁力線を横切る対流損失のあることを確認した。(EXBドリフトの流線は等ポテンシャル面に一致する。) 第1図は、ECRHをかけている間に観測したHeプラズマ中の等電位面と等密度面である。EXBドリフトは等電位面にそって動く。また密度勾配の大きなプラズマ周辺で、ドリフト波と思われる振動を



HCRHをかけている間に観測したHeプラズマの等電位面と等密度面。  
EXBドリフトは等電位面に沿って動く

第 1 図

観測し、伝播方向、速度、波長、振動数を測定した。これらはドリフト波と考えて矛盾しない。観測されたプラズマ損失の大きさは、以上の対流損失と fluctuation 損失とによって説明することができる。

### 3. 対流セルの粘性による減衰<sup>6)</sup>

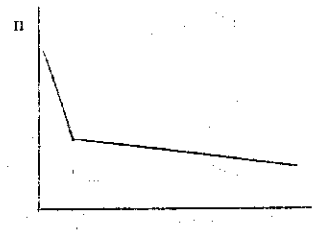
Heプラズマにおいて観測されたプラズマ損失において、対流損失が大きな役割りを占めていることが明らかになった。この対流セルは時間とともに減衰し、その時間は磁場に垂直な粘性による減衰で説明できる。粘性は  $\rho_i^2 \nu_{ii} \propto m_i^{1/2}$  でイオン質量に依存するため、Ar, Xeプラズマを用いて実験を行った。

実験条件は

He ( $3.2 \times 10^{-4}$  torr), Ar ( $2.7 \times 10^{-5}$  torr), Xe ( $1.8 \times 10^{-5}$  torr) (base pressure  $1 \times 10^{-6}$  torr)。

ECRH, 2.45 GHz ( $B_{ce} = 0.87$  kG)

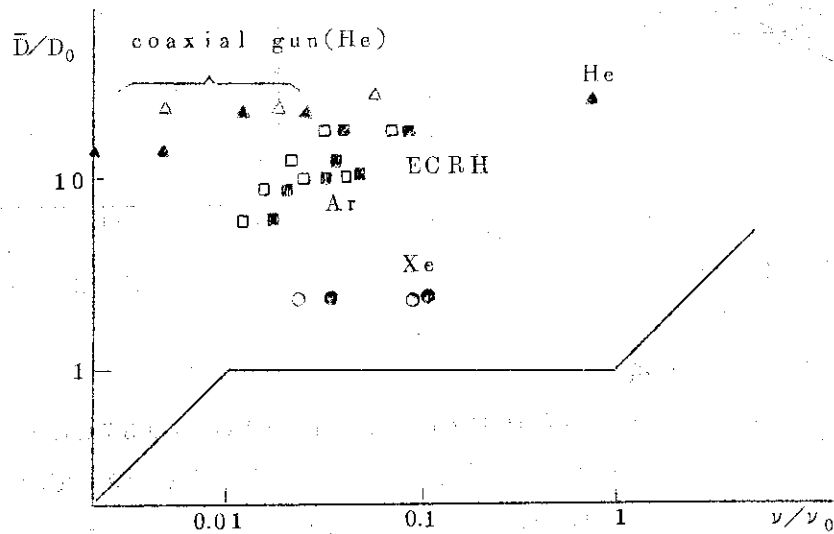
である。これらのプラズマのイオン飽和電流は第2図のようになるが、最初の速い減衰の段階で比較的強い対流セルおよび fluctuation が観測される。対流セルの減衰は、イオン質量の大きいプラズマほど速く、その時間は粘性で説明できる。あとの段階では、閉じこめ時間が長く、閉じこめ時間  $\tau$ , 電子温度  $T$ 。観測された拡散係数と新古典拡散係数の比はつぎのとおりである。



第 2 図

|    | $m_i$ | $\tau$   | $T_e$  | $D_{exp}/D_{N.O}$ |
|----|-------|----------|--------|-------------------|
| He | 4     | 4.8 msec | 1 eV   | $\sim 15$         |
| Ar | 40    | 7.7 msec | 0.7 eV | $\sim 5$          |
| Xe | 131   | 6.8 msec | 0.6 eV | $\sim 2$          |

ただし、 $a_p = 3.4$  cm,  $B_t = 0.87$  kG, 一番外側での回転変換角  $\epsilon = 1.7\pi$  である。なお第3図参照。



第 3 図

#### 4. プラズマ中の fluctuation

ステラレータ中に ECRH でつくられる Xe プラズマの周辺には 2 種類のゆらぎが現われる。一つはアフターグローの初期に存在するもので、JXB 型ガン、ジュール加熱プラズマに共通している。この  $\langle \tilde{n} \times \tilde{E}_\theta \rangle / B$  が粒子損失に寄与しているものと思われる。もう一つはアフターグロー後 50 msec 程度で現われるものである。現在のところ位相速度が理論値とずれているが、その他の特性はドリフト不安定で説明できる。すなわち

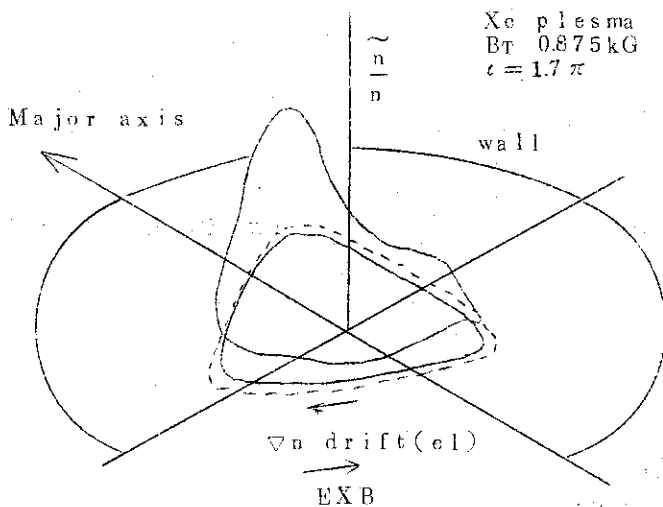
$$m \simeq 4 \sim 6$$

$$\omega \simeq 1 \text{ kHz}, \quad \gamma / \omega \simeq 3 \times 10^{-2}$$

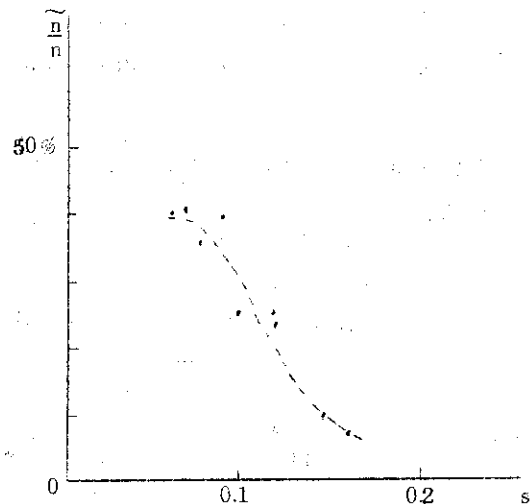
$$\lambda_{11} \simeq 1.5 \times 10^2 \text{ cm}$$

プラズマの内側でゆらぎが大きく、外側で小さい(第4図)。ゆらぎの振巾を local shear parameter の値で整理すると第5図のようになる。なおこの fluctuation の拡散に対する寄与は小さい。





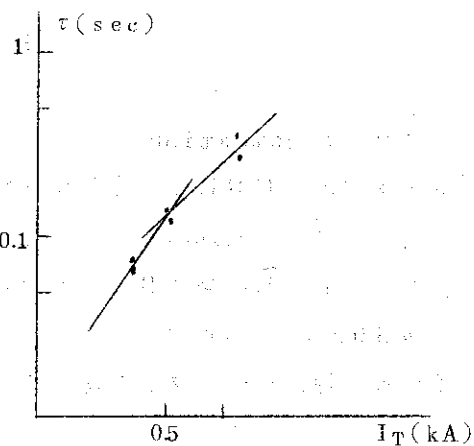
第 4 図



第 5 図

### 5. プラズマ閉じこめの磁場依存性

2.45 GHz ( $B_{ce} = 0.87 \text{ kG}$ ), 3.75 GHz ( $B_{ce} = 1.34 \text{ kG}$ ), 9.37 GHz ( $B_{ce} = 3.3 \text{ kG}$ ) のマイクロ波電源を用いて, Xe プラズマの閉じこめの磁場依存性について調べた。実験結果は第6図に示されているように, 弱い磁場では閉じこめ時間は  $B^2$  に比例している ( $B \lesssim 1 \text{ kG}$ )。しかし磁場をさらに強くしていくと,  $B$  に比例する傾向になる。これらの原因は現在検討中である。



第 6 図

### 6. ジュール加熱実験

空心コイルによるジュール加熱を行っている。ループ電圧は最大 10 V 加えた。プラズマ電流の初期ガス圧トーラス磁場,  $l$ ,  $B_y$  依存性を測定した。電子入射により  $8 \times 10^{-6} \text{ torr}$  の初期 H ガスにおいても電流は流れる。

初期ガス圧  $1.5 \times 10^{-5} \text{ torr}$ ,  $E = 0.01 \text{ V/cm}$ ,  $I = 1 \text{ kA}$  で約 200 A の run away electron current が流れ, 1 MeV 以上の X ray を観測した。このエネルギーは単純な

電子加速では説明できず, collective な加速が行われていることを示す。

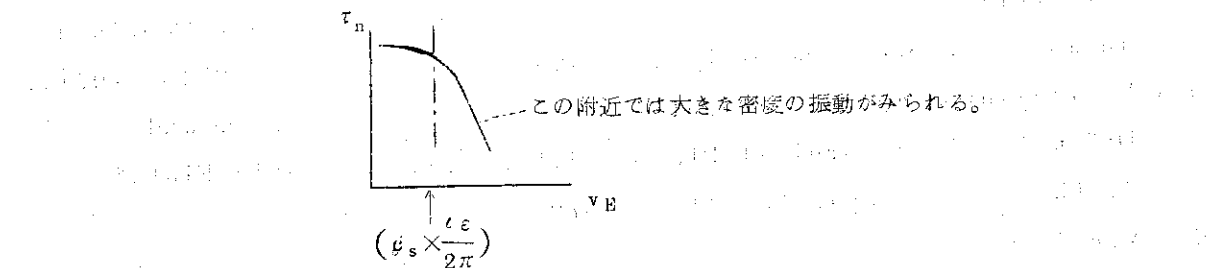
またプラズマ電流による回転変換角とステラレータ磁場による回転変換角が強め合いばあいはプラズマの大きさが小さくなり, 弱め合いときは大きくなる。これはプラズマ平衡の式より説明することができる。

## 7. $E_r$ の制御

プラズマの径方向電場を人為的に制御することにより, プラズマの回転, 不安定励起, ショック波などの現象を調べる。 $E_r$  の制御の方法としては, 電子注入用カソードをプラズマ中に挿入する方法が一番効果がある。この方法で, カソードの位置に応じて  $E_r$  の構造の変わることを確認した。 $E_r$  は最大  $15 \text{ V/cm}$ ,  $v_E \simeq 10^5 \text{ cm/sec}$  である。

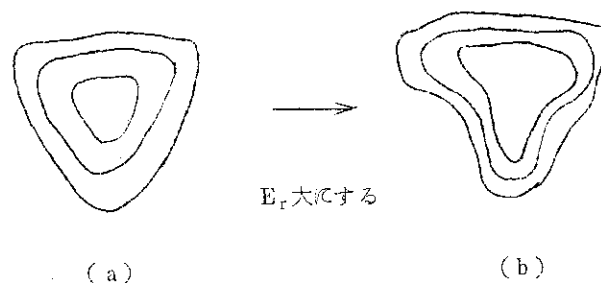
$E_r$  ( $> 0$ ) 増大の効果として

- (1)  $E_r$  を増大していくとある値以上で急速に  $\tau_n$  が短くなる (第7図)。



第 7 図

- (2) Xe プラズマでは磁気面の周辺附近で密度の steepening が観測される。 $E_r$  を大きくすると第8図 (a) から (b) にうつる。



第 8 図

この現象が回転プラズマの stationary shock であるかどうか実験中である。

## 8. 今後の予定

- (1) プラズマの輸送現象の測定およびその理解をふかめる。
- (2) ジュール加熱, RF 加熱の実験。
- (3)  $l = 2 + l = 3$  ステラレータ磁場におけるプラズマの輸送現象。

## 文 献

- 1) K.Miyamoto, A. Mohri, S. Fujiwaka, N. Inoue, M.Fujiwara, K.Yatsu, and R. Itatani, "Some Engineering Aspect of J.I.P.P. Stellarator" IPPJ-T-8 (April 1972).
- 2) K.Miyamoto, "Magnetic and Drift Surfaces, Current Configuration of Stellarator Field" Phys. of Fluids 14, 722 (1971).
- 3) K.Miyamoto, A. Mohri, N. Inoue, M. Fujiwara, K. Yatsu, Y. Terashima, and R. Itatani, "Dependence of Plasma Confinement on the Properties of Magnetic Configuration and Plasma in J.I.P.P. Stellarator" Proceedings of IAEA Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Madison 1971) vol.111p. 93.
- 4) K.Miyamoto, A. Mohri, N. Inoue, M. Fujiwara, and K. Yatsu, "Convective Motion due to Trapped Particles of Plasma Confined in an  $\ell=3$  Stellarator Field", Phys. of Fluids 14, 2748 (1971).
- 5) Y. Terashima and K. Miyamoto, "Stationary Equilibrium and Diffusion in a Toroidal Plasma with Helical Magnetic Field", J. Phys. Soc. Japan 33, 1132 (1972).
- 6) M.Fujiwara and K. Miyamoto, "Viscosity Damping of Convective Cells in the Plasma Confined by J.I.P.P. Stellarator" Nuclear Fusion 12, 587 (1972).

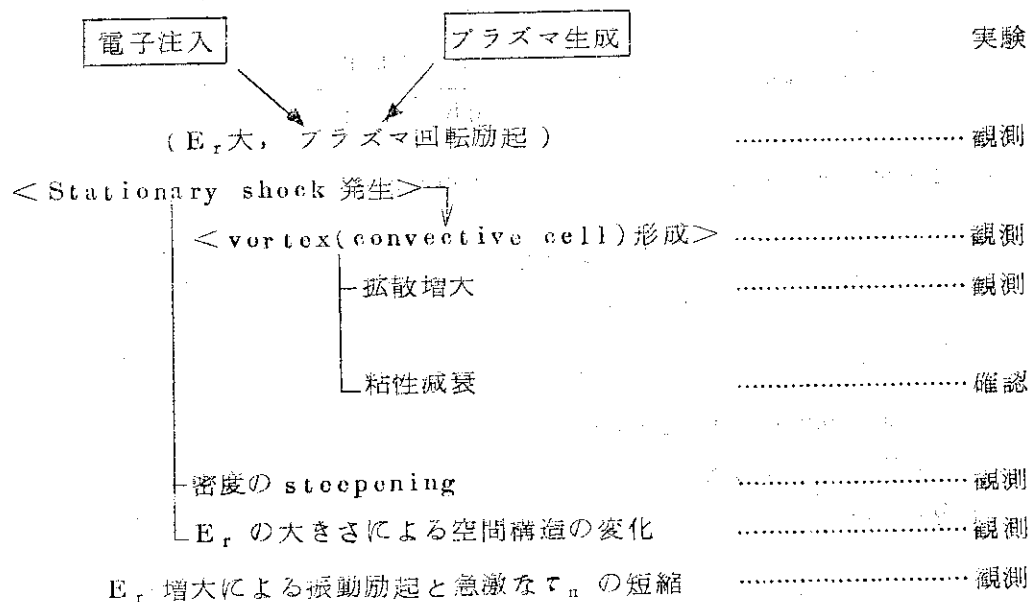
## 3. コメントー径方向電場についてー

名大プラズマ研 毛利明博

## 1. JIPP-Stellartor における電子注入に関しての追加事項

我々は電子注入による  $E_r$  生成に伴うプラズマの密度減衰時間  $\tau_n$  の短縮及び振動の発生を観測している。同時に内部構造(等電位面, 等密度面)を測定して, プラズマの内部に vortex (convective cell) の発生することを見出した。Fig. 1 にその構造の時間変化を示す。 $E_r$  の増加に従って, vortex の発生があり, 更に大きな  $E_r$  では vortex は消滅し, ただ密度に回転方向に沿う大きな飛びがあるだけになる。

以前より, プラズマ生成時においても vortex が発生し, vortex の減衰消滅するまで  $\tau_n$  が短いことも観測しているが, この生成時にはプラズマの電位は負に相当低くなっている。これらをまとめると次の表のようになる。



$E_r$  の大きさ及び EXB ドリフトの速度 shear による shock の発生臨界値の空間変化については, トーラスの場合は複雑であるが, 直線ヘリカル磁場内にある低  $\beta$  プラズマについては計算が可能である。この場合, shock の front はヘリカル対称性をもつとする。 $l = 3$  の場合を例にとると, プラズマの静電ポテンシャル  $\phi$  が磁場の流れ関数  $\psi$  で

$$\phi = \alpha \psi$$

の関係にあるときは, Fig. 2 のように上述の臨界値は断面内を移行していく。この図で数値の小さい所程小さい  $E_r$  で shock が発生することを意味する\*。実験においても略対応する構造を観測している。

このような  $E_r$  による shock 発生臨界値の断面内の変化は軸対称変形断面トーラスでも当然存在する。

\* 詳しくは別に報告する予定

2.  $E_r$  に関連して

$E_r$  によるプラズマ閉じ込めに対する影響は

- 1) 中性粒子ビーム入射加熱
- 2) トカマクの電流形成時 (回転変換の小さいとき)
- 3)  $l=3$  ステラレーターの軸近傍

で現われる可能性がある。

## 1) について,

中性粒子ビーム入射ではビームがイオン化されるとき生じる電場の他に, イオンが閉じ込める系より逃げることにより電子を注入していると同じ効果を生じる。この結果, プラズマは負に帯電し回転が早まる。いま  $T_e \gg T_i$  としてランダウ減衰の利かない場合を考える。簡単のため, プラズマは剛体回転をとする。

|            |   |                                               |
|------------|---|-----------------------------------------------|
| 中性粒子ビーム電流  | : | $I_n$                                         |
| ビームイオンの損失率 | : | $\xi$                                         |
| トーラス大半径    | : | $R$                                           |
| " 小半径      | : | $a$                                           |
| $q$ 値      | : | $q$                                           |
| ショック臨界速度   | : | $v_c = \frac{r}{qR} \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}}$ |

このとき, ショック条件に到達する時間は入射開始後

$$\Delta t = \frac{2\pi^2 a^2 B \epsilon_0 \epsilon_s r C_s}{I_n \xi q} \quad \text{秒}$$

となる。

$R=1\text{ m}$ ,  $a=0.25\text{ m}$ ,  $B=2\text{ T}$ ,  $T_e=1\text{ keV}$ ,  $q=2.5$ ,

イオン:  $D^+$  とすると,

$r=1/2 a$  の所で,

$$\Delta t = 2 \times 10^{-6} \frac{\epsilon_s}{\xi I_n}$$

いま, ビーム電流  $I_n = 10\text{ A}$ ,  $\xi = 0.2$ ,  $n = 10^{19}\text{ m}^{-3}$  では,  $\epsilon_s \sim 10^3$  となるから,  $\Delta t \sim 10^{-3}$  秒でこの条件になってしまう。

2) の場合は  $T_e \gg T_i$  でしかも  $l$  が小さい。このときは臨界速度が遅いので, shock 状態になり易い。これを防ぐ方法として,  $\langle$ ステラレーター  $l=2 \rangle + \langle$ トカマク $\rangle$  の結合がある。放電開始時には  $l=2$  のステラレーター磁場を利かして回転変換を与え, 電流の立上りにつれステラレーター磁場を消していく。このようにすると, プラズマの生成に色々の手段を用いることが可能になる (例えば, rf ジュール加熱, ECRH, 中性ビーム入射等) ので, プラズマ生成に消費されるトカマクジュール加熱用コイルの磁束を節約することができよう。また, 不純物の壁よりの流入も少なくなる可能性もある。

等密度面

等電位面

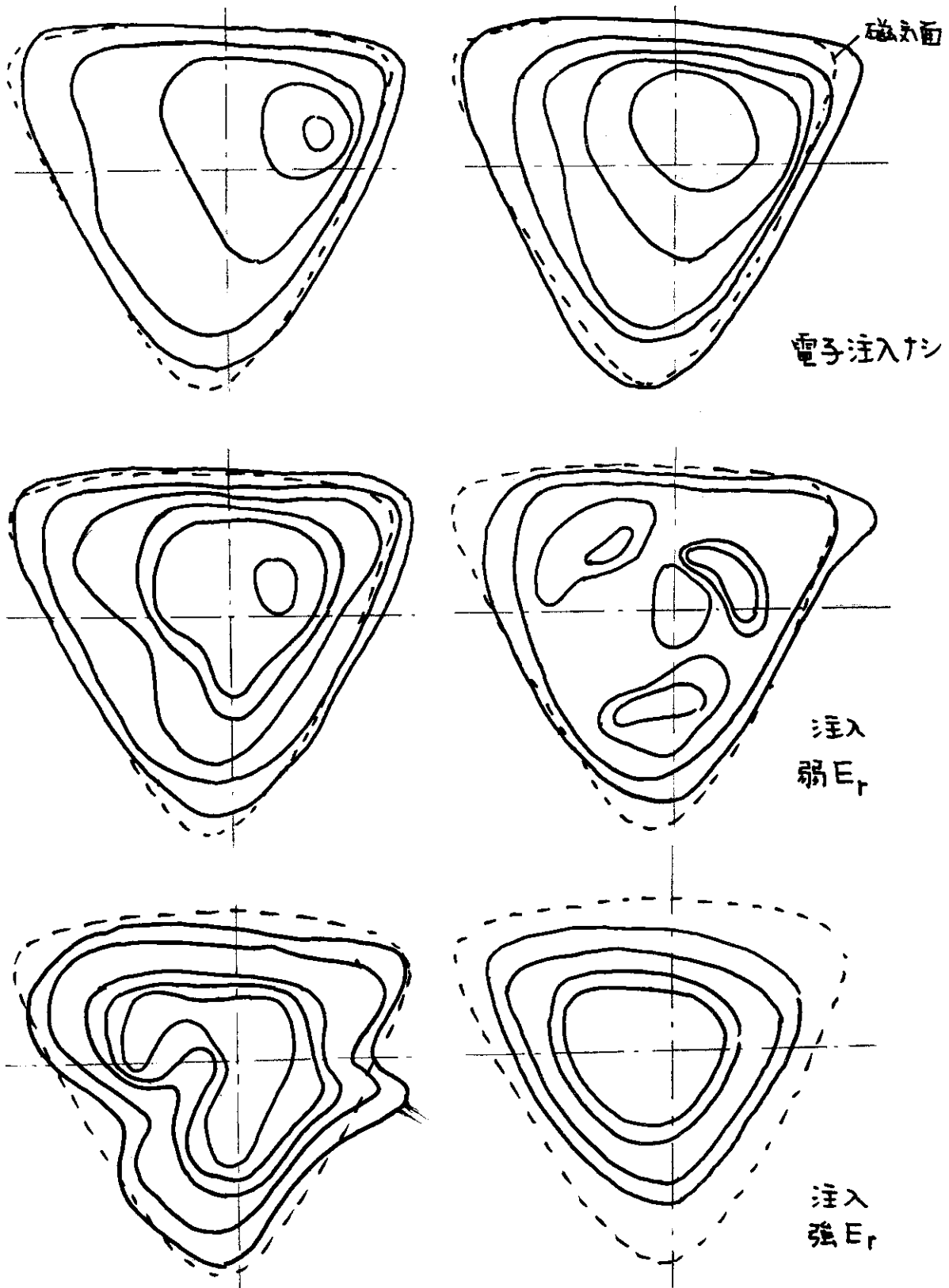


Fig. 1

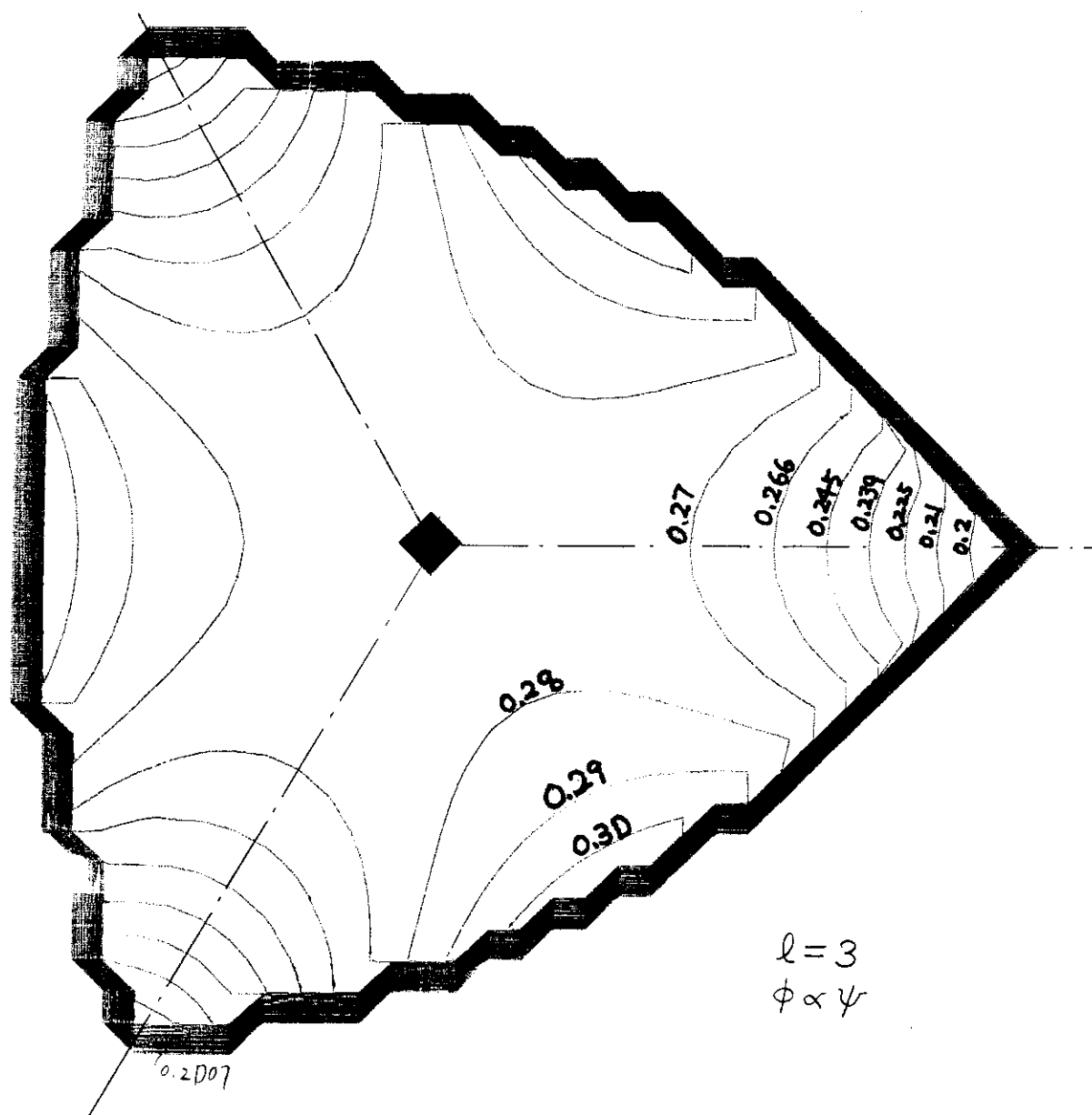


Fig. 2

## II 高ベータトラスの実験

### 1. CCT の実験

名大プラズマ研 内田 岱二郎

#### 1. はじめに

CCT (Caulked Cusp Torus) の実験は、1969年4月、丁度、名大プラズマ研が、旧体制(3プロジェクト方式)を廃して、小チームによる新体制に編成替したあと、専門委員会による共同研究公募に応募することによって発足したものである。

当初から、フル・トラスの装置による実験をすることは、きまっていなかったが、その見事なトロイダル・ドリフト阻止の効果から、フル・トラス建設のOKがでたのが丁度1年後の1970年4月である。それまでは、フル・トラスの一部分、セクター(CCS)を用いて、ドリフト阻止のデモンストレーションと共に、その理由のいくつかを模索し、それらをまとめて、Phys. Rev. Lett. に発表した。

テータピンチコイル内に、ワンターン・リングを入れて、そこに流れる誘導電流によってコークドカusp磁場をつくって、プラズマを閉じこめようとするねらいは、J. Tuck の古い論文(Nature, No: 4740 Sep. 3(1960)863)をみたときから、著者の頭にあったが、1969年1月発表の、GE: Kilb 等の実験の初歩的な報告(Phys. Fluids, Res. Notes, 12(1969)257)をみて、直ぐに自分も行ってみたいと思った。それが丁度、プラズマ研が新体制に移って、新しいアイデアの募集が行なわれたときであった。一方GEでは、1969年以降、核融合制御の研究は一切、行なわないことになっていた。このことを、後にKilb からの便り(1969年 Sep. 9付)でしった。

セクター型や、直線型の実験において、端からのプラズマ損失の影響が中央部に及ぶまでの間、当初に期待した結果が得られたならば、次の段階として端をなくすこと、つまりフル・トラスの実験にうつってゆくのが常道のようなものである。CCTも、セクターに用いた電源をそのまま用いてフル・トラス(CCT-I)をつくり、その初めの結果発表を、1971年のMadison Conf.において行った。

それから1年半、CCT内のプラズマの振舞についてMadison Conf. のときには不明であったいくつかの事柄が、およそ見通しつくようになり、テータピンチのみを用いてのCCTの実験は、CCT-Iを以て1973年春に了り、その後は、これまでの実験から得られた結果を用いて、CCT配位に閉じこめられたプラズマの高温化(CCT-II)、長時間閉じこめ(CCT-III)をねらう。既にCCT-IIは建設中である。

#### 2. セクター型及び直線型による実験<sup>1)</sup>

2.1 セクター型(CCS)を用いて、テータピンチプラズマのトロイダルドリフト阻止をデモンストレートした。

2.2 理由についていろいろ模索を行ない



- a) 閉じた中性線にあるプラズマに、短絡電流が流れて、磁場の勾配によって生ずる電場を打消すのではないかと、中性線上に邪魔物をおいて電流阻止を計ったが結果には、何の影響も及ぼさなかった。(もともと、リングとリングの間では、磁場の勾配が逆であり、この試みは無意味であった。)
- b) 挿入したリング導体を通じての短絡電流によるのではないかと、リング表面を絶縁物で覆ってみたが、結果は変らなかった。(同上)
- c)  $\int \frac{dl}{B}$  の積分範囲をかえるべく、管断面一杯に、円板状の絶縁物を随所においてみたが、結果はわからなかった。(このことによって影響をうけるのは、リングのすぐ外側のいわゆる unfavorable region における resistive ballooning mode 不安定性であるが、その成長率は約  $40 \mu \text{sec}$  と計算され、実験の範囲 ( $< 20 \mu \text{sec}$ ) には、影響のうけないのは当然であった)。
- d) G・Eの実験との比較。Kilb等は、バンピー磁場でのくびれ(節)の部分にリングをおき、著者等は、ふくらみ(腹)の所にリングをおいた。Kilb等は、1ヶのリングのみ用い、得られた平衡、安定な結果を、いわゆる end stabilization によるものと類推した。著者等の実験では、3ヶのリングを用い、必らずしも、Kilb等と同じ結果を得てはいなかった。理由については、結論を避けた。
- 2.3 リニャー型(OCL)を用いて、Echell分光器、He-Ne ガスレーザー等により、ドップラー温度、電子密度の時間的変化を測定した。これらの最高値は、CCSの時に、トロイダルドリフトしてゆく時の速度から類推されるイオン温度、及び、ピンチ後のラジアル・オシレーションの周期から推測される粒子密度の値をよく一致した。温度は $\sim 100 \text{ eV}$ 、密度 $\sim 10^{16} / \text{cm}^3$ 。
- 2.4 リングの挿入によって、プラズマの出来具合が大きく違うのではないかと、というのが、当初からの心配であったが、磁気探針やスペクトル分光の示すところは、リングの直下でベータ値がやや低いと思われるほか全体としては殆んど差がないことを確認した。(但しリングの径が、管径の  $1/2$  以下に限られる。)
- 2.5 ドップラー温度、及び磁気探針のシグナルから得られるプラズマのベータ値、等の減衰時間 ( $1/e$ ) は共に約  $3 \mu \text{sec}$  であり、端からのプラズマの損失によるとする値とあう。このことはフル・トーラスにすることを薦める結果となった。
3. フル・トーラスによる実験<sup>2)</sup>
- 3.1 同一の電源を用いたためコンデンサーの使用効率は約  $2/3$  (全エネルギー  $45 \text{ kJ}$  に対し、 $30 \text{ kJ}$  常時使用) となった。しかし磁場最大値  $10 \text{ kG}$ 、磁場の立上り  $5 \times 10^9 \text{ G/sec}$  で、ほぼヒクター型と同様のプラズマが出来た。
- 3.2 フル・トーラス(CCT-I)においても、テータピンチプラズマのトロイダルドリフト阻止をデモンストレーションした。但し、実験の示す限りにおいて、トロイダルドリフトの阻止は、リングとリングの中央での子午線面上において、トロイダル磁場の極小値が存在することが必要であり、かつ、充分であることを、リングの数をかえてたしかめた。このことは重要な意味をもつ、つまり、磁場配位は本質的であったことを明らかにしたの

であり、その意味からは、テータピンチにこだわる必要ないことを示した。

- 3.3 トロイデインティのため ピンチした時のプラズマの位置は、管軸よりやや(この場合数mm)外側にずれる。CCT-Iでは、丁度その位置が、磁場の極小値であり、プラズマはピンチした所にそのまま留った。このことは重要である。
- 3.4 リングに流れる誘導電流はくわしい測定の結果、テータピンチコイルに流れる主電流より早く減衰することが見出された。つまりリング電流は、断面に一様に流れるのではなく、近接効果によってテータピンチコイルに近い表皮にのみ流れ、従って実効抵抗は著るしく高くなりCCT-Iの場合約5倍となった。主コイル電流が $70\mu\text{sec}$ の減衰時間をもつのに対し、リング電流は、太いとき $35\mu\text{sec}$ 、細いとき $50\mu\text{sec}$ であった。この減衰時間の違いのため、中性線の位置はリングの内側に近ずき、 $20\mu\text{sec}$ 前後で、中性線にあるプラズマが、リングに内側から接触するようであり、流し写真もその頃より、外側の輪郭がうすく、外側へ拡散してゆくのがみられた。つまり、リング電流の減衰が本来のCCT配位をくずし、粒子閉じこめ時間を制限している。
- 3.5 ベータ値及びドップラー温度の減衰時間は、約 $6\mu\text{sec}$ とCCSの2倍程度で、あまりのびない。Madison Conf のときにはこの理由不明であり、原因解明がその後の主テーマとなった。

#### 4. CCT-Iにおけるベータ値の減衰について 3)4)5)

Madison Conf より約1年は、この原因究明に、もっぱら的をしぼった。

- 4.1 プラズマより荷電交換によってでてくる中性粒子の粒子測定を行っていくうち次のことが明らかとなった。
  - a) 中性粒子のエネルギー分析からは、イオン温度は約 $200\text{eV}$ でドップラー温度とfactor 2ちがうし、又、マクスウエルからずれた粒子群の存在も示している。これらの原因は目下究明中である。
  - b) 水素プラズマを用いたとき、 $20\mu\text{sec}$ の前後で急に、原子状中性粒子から分子状中性粒子にとびうつる。前述のリング電流の低下による、リングへのプラズマの接触を暗示する。
  - c) 荷電交換によるエネルギーロスタイムは $10^{-3} \sim 10^{-4}\text{sec}$ で $6\mu\text{sec}$ にはどうしてもならない。たゞし、現在、粒子測定のプロトコルは、リングより $1/4$ 間隔ずれたところがあり、正確にリング下に残っている筈の中性粒子との荷電交換によるとはいえない。
- 4.2 不純物のスペクトルラインは、酸素のみみられ(O I, O II), C, N, Al (コーティング材質)のラインはない。O IIの時間的変動から、逆磁場の消失する間リング附近よりO IIラインの出ているのがみとめられる。又、意識的に、O<sub>2</sub>ガスを0.5% Heガスに混ぜて対電をおこなうと、プラズマの様子は著るしく変化をうける。通常のテータピンチの場合の不純物による輻射損失時間の推定の仕方にならって算定すると、矢張り $6\mu\text{sec}$ は説明できず、 $60 \sim 100\mu\text{sec}$ となる。
- 4.3 リングサポートへの損失は、衝突した粒子がことごとく消えるとして計算しても $60\mu\text{sec}$ であり、1桁以上ことなる。(密度はサポート附近 $< 10^{16}/\text{cm}^3$ であろう)

- 4.4 巨視的にみて、リング外側の resistive ballooning 不安定性はおきてない。計算結果では、 $40\mu\text{sec}$  成長時間が必要となり、矛盾しない。
- 4.5 most likelyなのは、軸上に出来た高密温、高温のプラズマが閉じこめ領域全体にひろがるためと思われる。流し写真より算出すると、数 $\mu\text{sec}$ であり、この間、プラズマが断熱膨張したとして計算したプラズマ圧力の低下の速度も数 $\mu\text{sec}$ となる。実際は、リング直下で、はげしい磁場を横切ったの拡散があるであろうし、グローバーした後の外磁場のリップルもこれを助長している。(リップルを大きくすると、プラズマ圧力の減少はよりはげしい)。
- 4.6 正の磁場を加えておくと、プラズマは、はじめから閉じこめ領域一杯にひろがっており、従ってはじめから温度もひくく、ベータ値もひくい。
- 4.7 これまでの経緯は、すでにCCSの実験の時から敷かれていた路線の上を辿ってきた結果である。

## 5. ネガティブテータピンチ (N.T)<sup>6)</sup>

- 5.1 リング電流を、テータピンチの誘導によって流そうとすると、プラズマ電流の流れ具合によって、リング電流も大きな変化をうける。いは、一種の三体問題であり、プラズマが高ベータになればなるほど、リング電流は小さくなる方向にある。
- 5.2 この欠点を排除するには、前以て、定常的にCOT磁場をつくっておき、ピンチによってプラズマをつくる間、単純なトロイダル磁場にすればよい。直線型の通常のテータピンチにおいて、予じめ磁場をかけておき、これを瞬間的に零にして、又、元に戻すと、この元に戻すPhaseで丁度、テータピンチと同様の現象が生じプラズマが生成される。これをネガティブテータピンチ(あるいはサスティンド又は、スーパーボーストテータピンチ)とよぶ。
- 5.3 川上氏の計算によれば、ネガティブテータピンチによるプラズマのエネルギー線密度は、普通のテータピンチと比べ、九割程度であまり差はない。現在、それを実験で確かめている。
- 5.4 もし、NTで充分高温のプラズマが得られるならば、定常的に、COT磁場をつくっておき、リングを電導体で被覆しておけば、NTによって、同様の結果を収める筈である。

## 6. 中性線放電による加熱 (XRF)<sup>7)</sup>

- 6.1 正磁場を用いた場合、プラズマはきれいに、COT磁場配位内に生成されるがベータ値がひくく、且つ温度もひくい。COT配位をいかして閉じこめたプラズマの加熱を考えてみた。
- 6.2 リングに流れるCOT配位をつくるための電流に重畳して、高周波電流を流すと、その誘起する電場は、中性線以外では磁場と直角であり、中性線にプラズマがあれば、これにパワーが吸収されることが考えられる。これをXRFと名づける。
- 6.3 無負荷時500Wのrf発振器を用いて1ケのコードカスプ磁場にたまったプラズマに、RFを加えたところ、発振出力の約1/2が中性線プラズマに吸収されたことが、たしか

められた。この時 rf 電流はリングで 60 A, プラズマで 20 A, 故リングの定常電流, 11 KA に比べて充分小さい。つまり, CCT 磁場配位は変形していない。

## 7. CCT-II 8)

CCT-I と -II との諸元は次表の通りである。

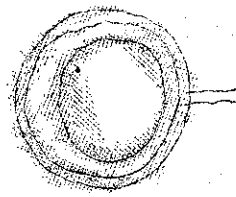
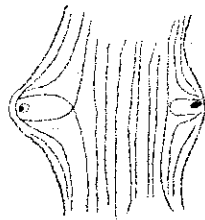
|       | 主 径   | 副径(コイル) | 副径(管) | リング数 | リング径  | サポート数 |
|-------|-------|---------|-------|------|-------|-------|
| CCT-I | 50 cm | 13 cm   | 10 cm | 24   | 5 cm  | 3     |
| " -II | 50 cm | 28 cm   | 20 cm | 12   | 10 cm | 1     |

|       | 磁 場   | 磁場立上り                         | 磁場の減少                 | リング電流の減少              |
|-------|-------|-------------------------------|-----------------------|-----------------------|
| CCT-I | 10 kG | $5 \times 10^9 \text{ G/sec}$ | $70 \mu \text{ sec}$  | $50 \mu \text{ sec}$  |
| " -II | 20 kG | $5 \times 10^9 \text{ G/sec}$ | $200 \mu \text{ sec}$ | $100 \mu \text{ sec}$ |

- 7.1 CCT 磁場配位は, トーラスを fat にすればするほど, リングの数は少なくてすむ。毛利氏の計算によれば CCT-II の場合, 12 となる。(テータピンチをつかわなければ, 8 位まで可能である)。
- 7.2 CCT 磁場配位における, サポートロス, フープロス等を, 低ベータプラズマにおいて精密測定することは, 最早今日の魅力あるテーマではない。
- 7.3 CCT-II の実験の目的は, CCT 配位に XRF を加えたときの加熱, 保持への効果を見るにある。即ち, 加熱の機構として, 前節でのべた実験では, resistive heating と考えられたが, それ以外の可能性, two beam 不安定, turbulent heating など。閉じこめへの影響としては, 電子温度上昇による resistive ballooning 不安定の阻止と  $\tilde{E}_\perp$  による拡散の促進。
- 7.4 XRF による CCT-II 内プラズマの加熱には, コンデンサー放電を用いないと, パワーが足りない。XRF の効果が明瞭にあったとき, CCT-III を考える。

## CCT-III 9)

- 8.1 CCT+XRF に更に NT を加え, 閉じこめの永続化をはかり, 各種ロスをくわしく追う。
- 8.2 CCT の金属リングを, 何か別のもの, たとえば, 電子電流リングにかえてはどうかという意見にしばしばあり。ところが問題はそう簡単ではない。というのは, この金属リングに, 磁場が及ぼしている力は, 強く外側に向いており, リングは従って平衡にない, それを押えているサポートの機械的な力に代わるものがほしいのである。
- 8.3 内部導体系は, そのまゝでは, 炉にならないとよくいわれる。CCT の場合, リングはプラズマの表面の直下位のみあり, 中心にはない。又, サポートは内側にあって, プラズマの集まる外側にはない。(第1図)



8.4 炉になるかどうかより、むしろ、内部導体を積極的にいかして、MTR (Material Testing Reactor) として使われることもありうるのではないか、とは著者の夢かもしれない。

#### 文 献

- 1) T. Uchida et al. "Stable Curved Theta-pinch Plasma in a Series of Caulked-Cusp Fields" Phys. Rev. Lett. 24 No : 21 (1970) 1157.
- 2) T. Uchida et al. "Confinement of a Toroidal Theta-pinch Plasma in a Periodic Caulked-Cusp Field" Proc. of Madison Conf. IAEA. Vol. III (1971) 169.
- 3) T. Uchida et al. "Theta-pinch Plasma Confined in a Caulked-Cusp Torus Field" 2nd Top. Conf. on Pulsed High-Beta Plasmas. Garching (1972) F7.
- 4) T. Uchida et al. "A Toroidal High-Beta Plasma in a Periodic Caulked-Cusp Torus Field" 5th Europ. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion Res., Grenoble (1972) 55.
- 5) N. Noda et al. "Energy and Mass Analysis of Neutral Particles Emitted from a Toroidal Theta-Pinch Plasma" Nuclear Fusion, Vol 12, No : 5 (1972) 607.
- 6) I. Kawakami et al. "Negative Theta-pinch" 2nd Top. Conf. on Pulsed High-Beta Plasmas, Garching (1972) C5.
- 7) K. Kawahata et al. "Demonstration of High Frequency Induction Heating of Plasma Located in a Closed Null Field Line" Nuclear Fusion, Vol 12, No : 6 (1972) 727.
- 8) A. Mohri et al. "System of Inner Current Annuli Arranged along the Minor Axis of a Torus" IPPJ-127 (1972) June.
- 9) T. Uchida "Feasibility of Buried-Conductor System as a Fusion Reactor" Texas Symposium on Fusion Technology, Austin (1972) 058 (600 words abstract only).

## 2. プラズマ研S.T.P.計画について

名大プラズマ研 平野恵一

## 1. はじめに

プラズマ研において、高温高密度ピンチプラズマを軸対称トーラスに閉じこめようとするS.T.P. (Symmetric Toroidal Pinch) 計画が昨年度よりスタートしている。本計画の理論的 back up は、天野(阪大)、若谷(京大)、川上(日大)によってなされている。実験は平野、浜田、三村(プラズマ研)、大井(阪大)によって行われている。また技術的な support は主として北川(プラズマ研)が行っている。

本計画の目的とするところは

- (1) トカマクでは容易に達成できないような高温高密度プラズマをトーラス配位に閉じこめ高ベータの limit を研究する。
- (2) 放電のプログラム制御により磁場のピッチ分布を変え、ピッチ分布と安定性の関係を明らかにする。
- (3) shock 加熱、乱流加熱などの有効性をたしかめる。

などであるが、すでに予備電離(S.T.P-0)の研究および初歩的な平衡安定条件をしらべる実験(S.T.P.-I)は終えている。これらの成果および永年にわたって蓄積してきた技術的経験をもとにして、現在中型装置S.T.P-IIを設計、製作中である。本年度中の完成を目ざしている。なおS.T.P-IIには、すでに完成した210 kJ の fast bank を使用する予定である。以下簡単にこれまでえられた成果および研究現状の報告を行う。

## 2. S.T.P.-0

主として予備電離法の開発のために作った小型装置で dimension は第1表に示されている。軸対称トーラスでは、最大許容 $\beta$ が高々30%前後であり、 $\theta$ ピンチのように $\beta=1$ のプラズマの閉じこめは不可能である。そこで温度を下げずに $\beta$ を下げるのが重要となってくるが、これは低密度(1~10 mtorr)で放電を行うことにより得られる可能性がある。種々の方法を試みたが、トーラスに強力( $\sim 1$  A)な電子ビームを入射するのが最も簡単で安定な放電が得られることがわかった。この方法で $2 \times 10^{-3}$  torr ( $D_2$ ) で放電が行えた。このばあいこれは線密度で $\sim 10^{15}/\text{cm}$  程度であり、目標値の $10^{16}/\text{cm}$ を十分下まわる値を得ている。

第1図に、break down time  $\tau_B$  と  $B_t$  の関係が示されている。特徴は500~1000 G で $\tau_B$  が最小になることで、他の実験<sup>1)2)</sup>でも同様の傾向がえられている。500~1000 G 付近からイオン音波不安定<sup>3)</sup>が発生し、電子の拡散を助長すると考えれば矛盾なく説明できる。静電プローブで測定した予備加熱プラズマは、プラズマ電流が7 kA のとき電離度は50%より高くなっている。電子温度は数 eV であった。

準定常磁界(立ち上り25  $\mu\text{sec}$ )の中でピンチ放電(立ち上り2.5  $\mu\text{sec}$ )を行って予備的にピンチ柱のふるまいを見た。 $B_t$  が小さくてプラズマ電流  $I_t$  が大きい場合と、 $B_t$  が十分大きく  $I_t$  があまり大きくない場合、にピンチ柱は安定なふるまいを示した。前者は Zeta mode,

後者は Tokamak mode であるが、後者のばあい  $q \geq 2$  の必要があった。定性的には M.H.D. 理論<sup>4)5)</sup> とよく一致している。第2図に安定なばあいの Zeta mode の  $B_t, B_p$  分布を示した。pressure balance から求めたエネルギー密度は  $10^4$  Joule/m<sup>3</sup> 程度であった。

### 3. S.T.P. - I

dimension は S.T.P.-0 と同じであるが、 $B_t$  磁場も立ち上りを速くし crowbar 可能ないようにした。S.T.P.-I は fast toroidal pinch の初歩的な実験ができるように作った etude machine である。

Screw pinch mode, Tokamak mode, Zeta mode の実験が行われた。またレーザ測定を行った。

#### 3.1 Screw pinch mode

~10 mtorr 程度で operate したばあい、温度は 100 eV 程度まで上昇しているようであるが toroidal drift はとまらない。初期圧を 20~50 mtorr に上昇させてやっと toroidal drift がとまった。プラズマ電流の decay はプラズマ柱の運動と密接に結びついており、当然プラズマが壁にあたればはげしい decay がおこる。初期圧が高いほど多くのプラズマ電流が流れた。レーザ散乱による  $T_e$  の測定で 125 eV を得ている。

#### 3.2 Tokamak mode

passive crowbar を行っても crowbar 後プラズマは逆電圧をうけ減衰を助長する。もし crowbar 後にプラズマがつけば、プラズマは一方向のみの induction をうけることになるから逆電圧による電流減少は防げることになる。第3図に放電 sequence とプラズマ電流波形が示されている。この電流波形の特長は、電流波形におれまがりがあることで、 $B_t$  の decay により不安定が発生したものと考えられる。おれまがり点の電流と磁場の関係は第4図に示されている。 $q \geq 2$  ではおれまがり点は発生しない。この場合の  $T_e$  は 10 eV 程度であった。

#### 3.3 Zeta mode

S.T.P.-0 で安定配位の存在が示されたが、S.T.P.-I では十分な研究を行っていない。ただ  $B_t$  を外側で逆転させると電流の decay が小さくなることがわかっている。

### 4. S.T.P. - II

現在、設計製作中の中型装置であるが、Screw pinch mode に力点をおいた装置になっている。装置のパラメーターは第1表に示したとおりで、アスペクト比が 2.5 と思いきり fat なものにした。この装置にはパルスの  $B_\perp$  があり、平衡位置の制御が可能ないようにした。トカマクの高ベータ limit の研究をしたい。S.T.P.-II の磁場の乱れを少なくする研究を行った結果、スリットによる乱れは double shell にすれば問題なく、穴による乱れは穴の直径程度にしか乱れが発生しないから穴を十分小さくすることにより逃げた。

### 5. Computer simulation

川上、若谷によりなされた、S.T.P.-I の典型的なパラメーターを入れたばあいの結果を

第5図に示した。実験との詳細な比較はまだなされていないが、 $T_c$  に関しては factor 2 程度で一致しているように思われる。

## 6. Fast capacitor bank の建設

S.T.P.-II 用電源としては 210 kJ の bank を用いる予定でいるが、このほどほぼ完成した。最大使用電圧は 40 kV, インダクタンスは 1.5 nH なる性能を有し、コンデンサーの小型低インダクタンス化, crowbar switch の改良 (直列トリガー法の導入), ケーブル端末処理などに工夫がこらされ、全システムの大巾な小型化が達成された。第6図にはダミーロードテストの電流波形を示した。

## 7. Power crowbar 系の開発

プラズマ電流の decay をおぎなうために power crowbar 系の開発を行っている。power crowbar は閉じこめ時間が長くなるにたがって重要な問題となってくる。われわれは極低インダクタンストランスにより結合する power crowbar 回路を考えている。第7図は S.T.P.-I を power crowbar したときの予想を計算機で示したものである。現在、極低インダクタンストランスが完成したばかりでまだ十分な研究はなされていない。まず S.T.P.-I につけて不安定の研究を行う予定をしている。

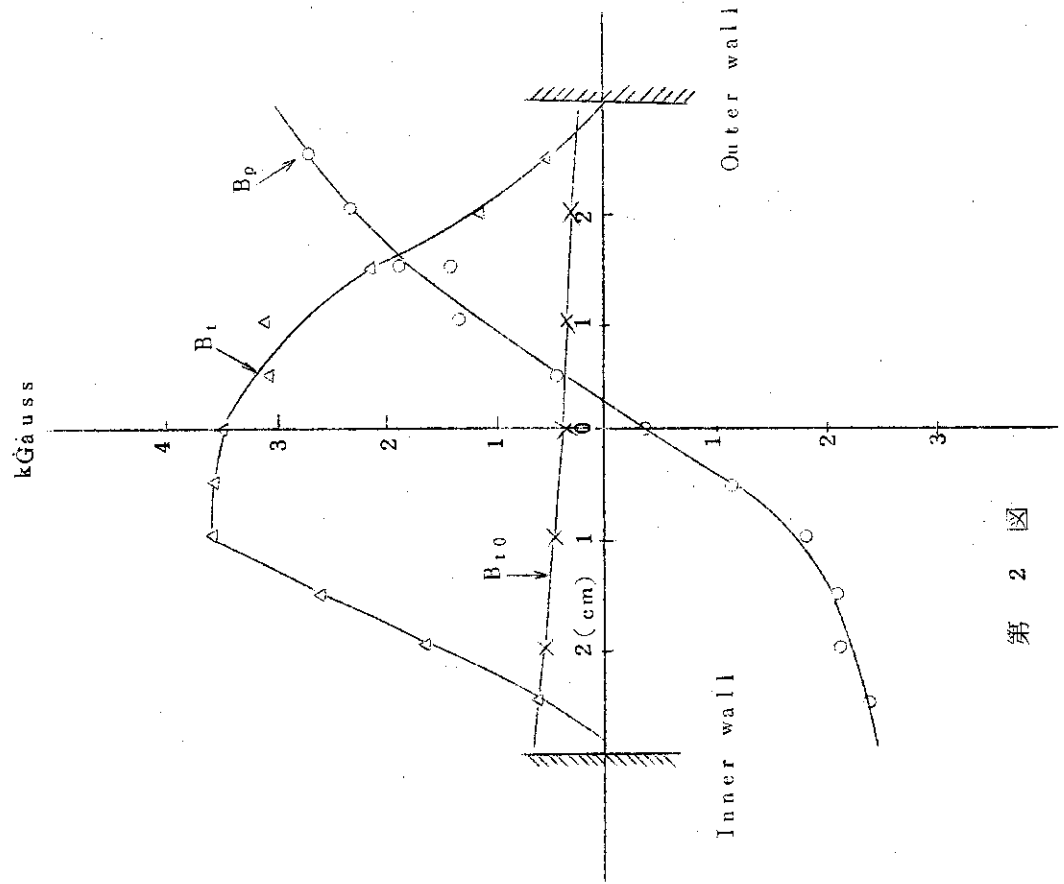
## 文 献

- 1) G. Malesani, Ellis, Newton, IV - th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, (1970, Rome)
- 2) A. Eberhagen, 同上
- 3) Kadomtsev, Plasma Turbulence ( Academic Press, 1965)
- 4) D.C. Robinson, Plasma Phys. 31, 439 (1970)
- 5) T. Amano, T. Tamai, M. Wakatani, J. Phys. Soc. Japan 32, 1385 (1972)

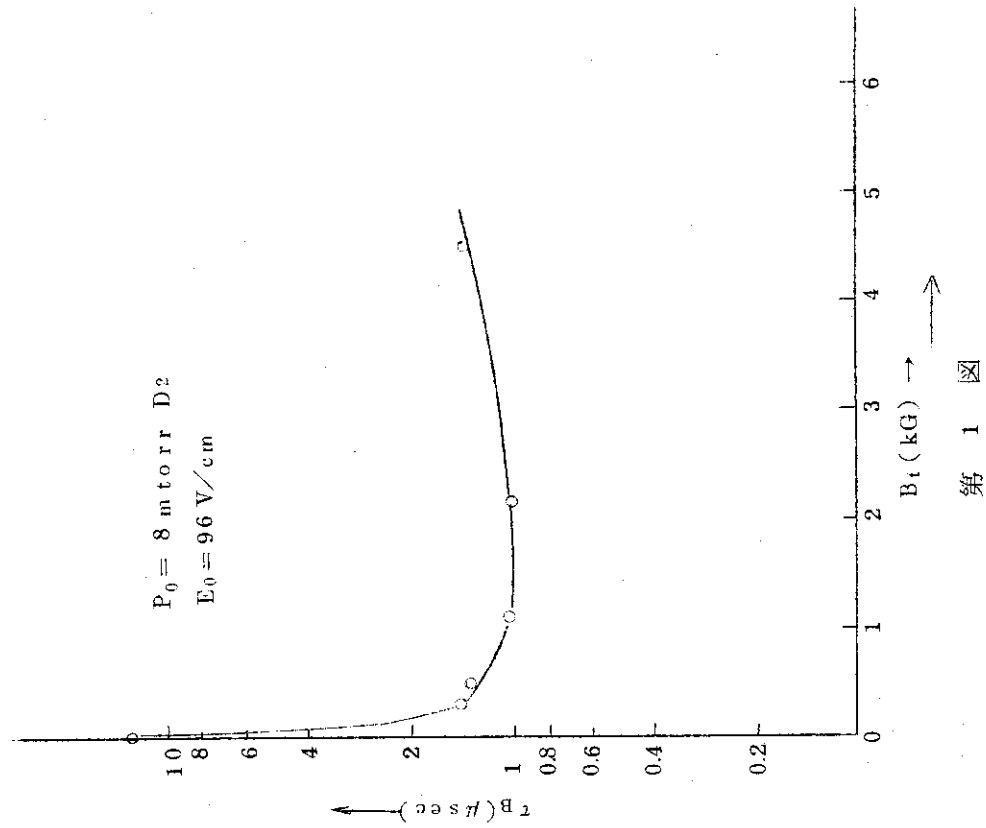


第1表 S.T.P 諸パラメーター

|                                      | S.T.P - 0 | S.T.P - I             | S.T.P - II           |
|--------------------------------------|-----------|-----------------------|----------------------|
| $R$ (cm)                             | 12        | 12                    | 25                   |
| $r$ (cm)                             | 3         | 3                     | 10                   |
| $B_{t \max}$ (T)                     | 1.5       | 2                     | 2                    |
| $B_t$ rise time ( $\mu\text{sec}$ )  | 25        | 25                    | 3                    |
| $B_t$ decay time ( $\mu\text{sec}$ ) | 25        | 35                    | ~350                 |
| $B_t$ energy (kJ)                    | 8         | 12                    | 160                  |
| $B_t$ operating volt (kV)            | 5         | 20                    | 40                   |
| $I_{t \max}$ (kA)                    | 100       | 140                   | 500                  |
| $I_t$ rise time ( $\mu\text{sec}$ )  | 2.5       | 2.5                   | 3                    |
| $I_t$ decay time ( $\mu\text{sec}$ ) | 2.5       | 12                    |                      |
| $I_t$ operating volt (kV)            | 20        | 20                    | 40                   |
| Bias $B_t$ (T)                       |           | 3                     | 3                    |
| Preionization                        |           | 電子ビーム+Z放電             | 電子ビーム+Z放電            |
| $B_{\perp}$                          | なし        | pulse $B_{\perp}$ 準備中 | pulse $B_{\perp}$ あり |

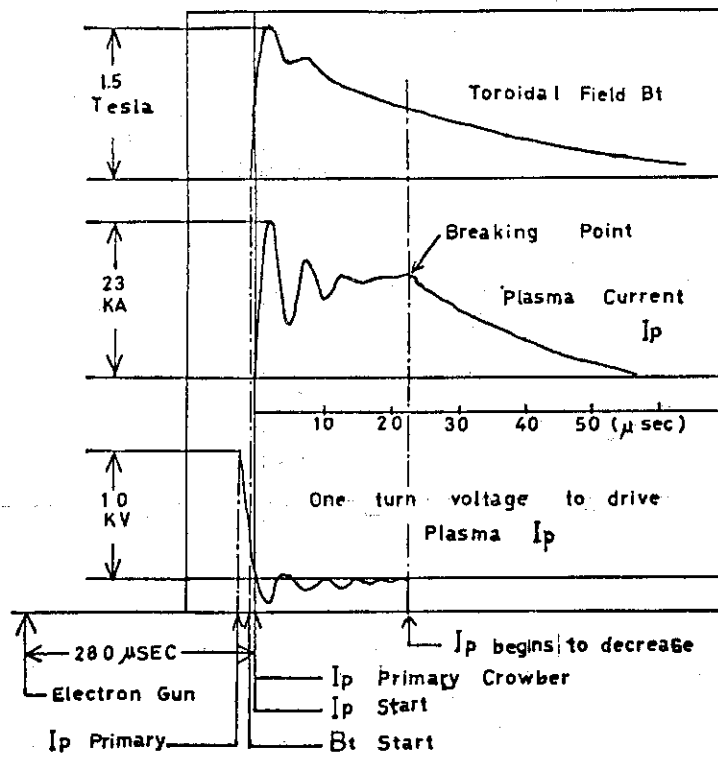


第 2 図

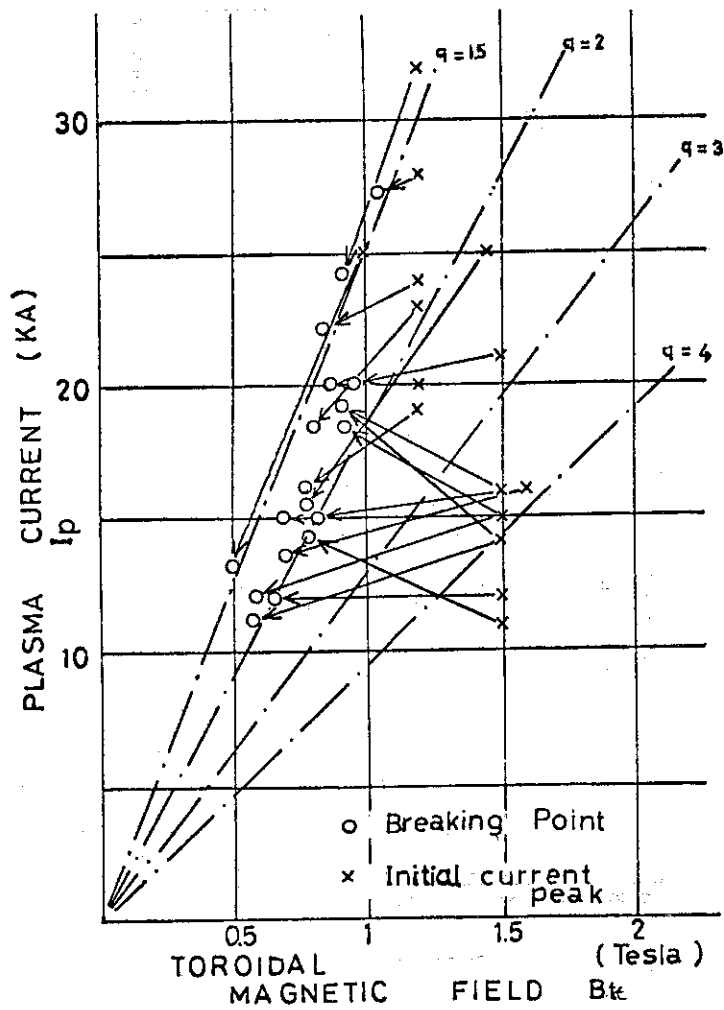


第 1 図

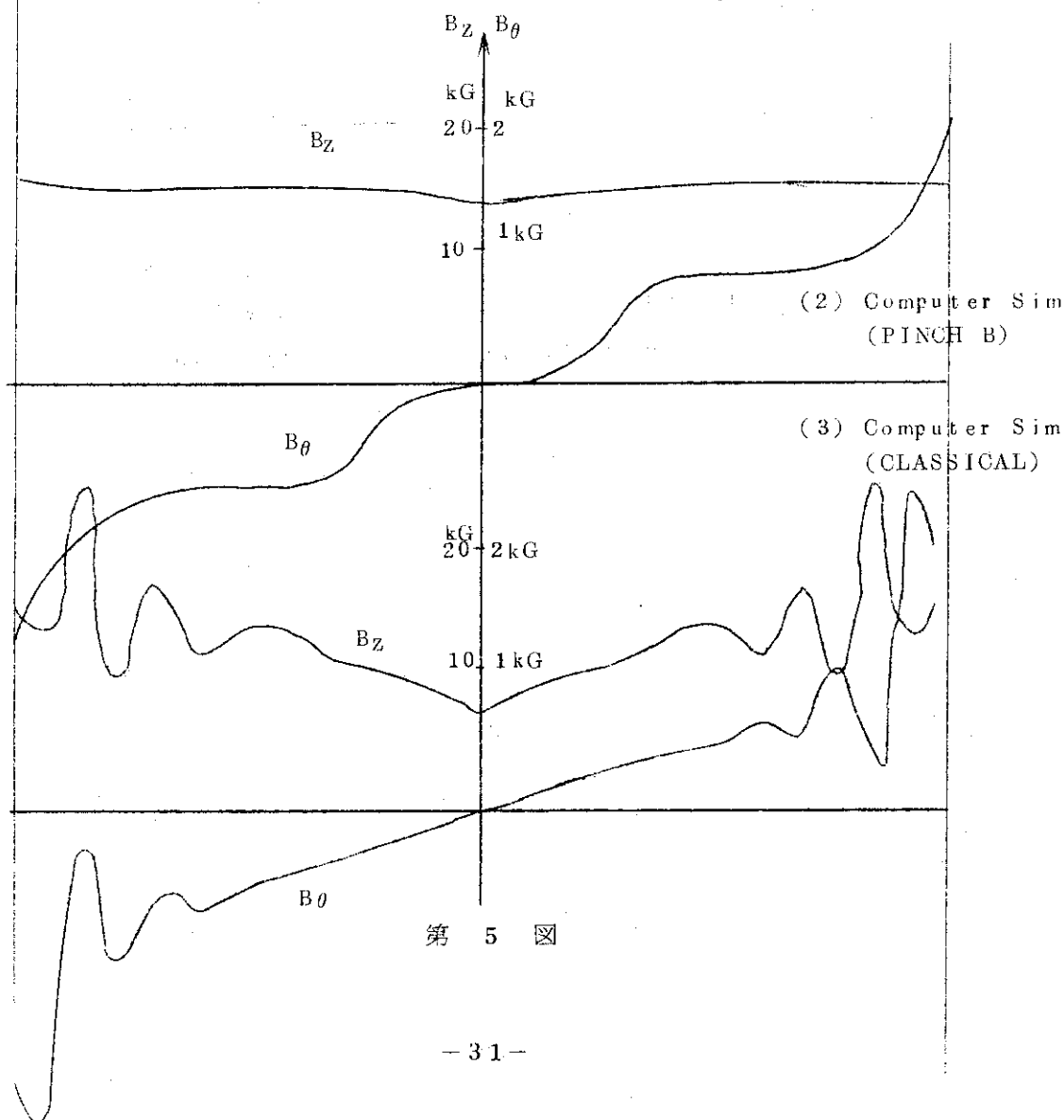
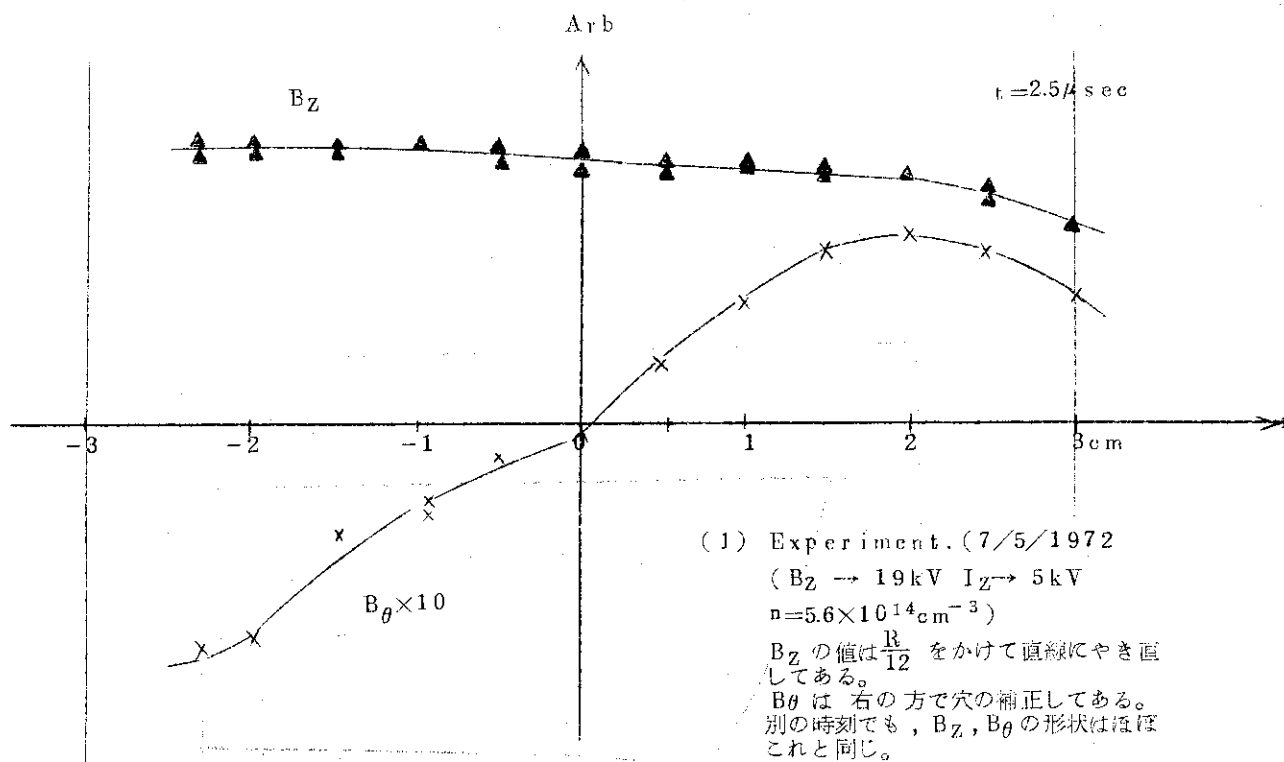
$P_0 = 8 \text{ mtorr D2}$   
 $E_0 = 96 \text{ V/cm}$



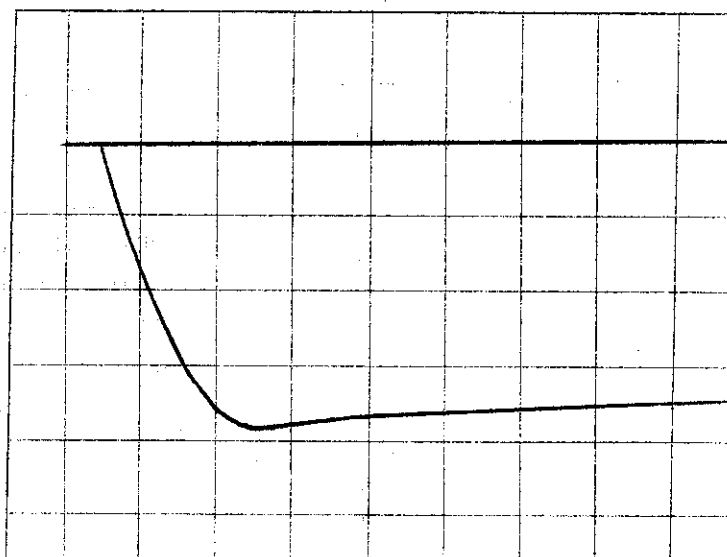
第3図



第4図



CURRENT WAVE FORM



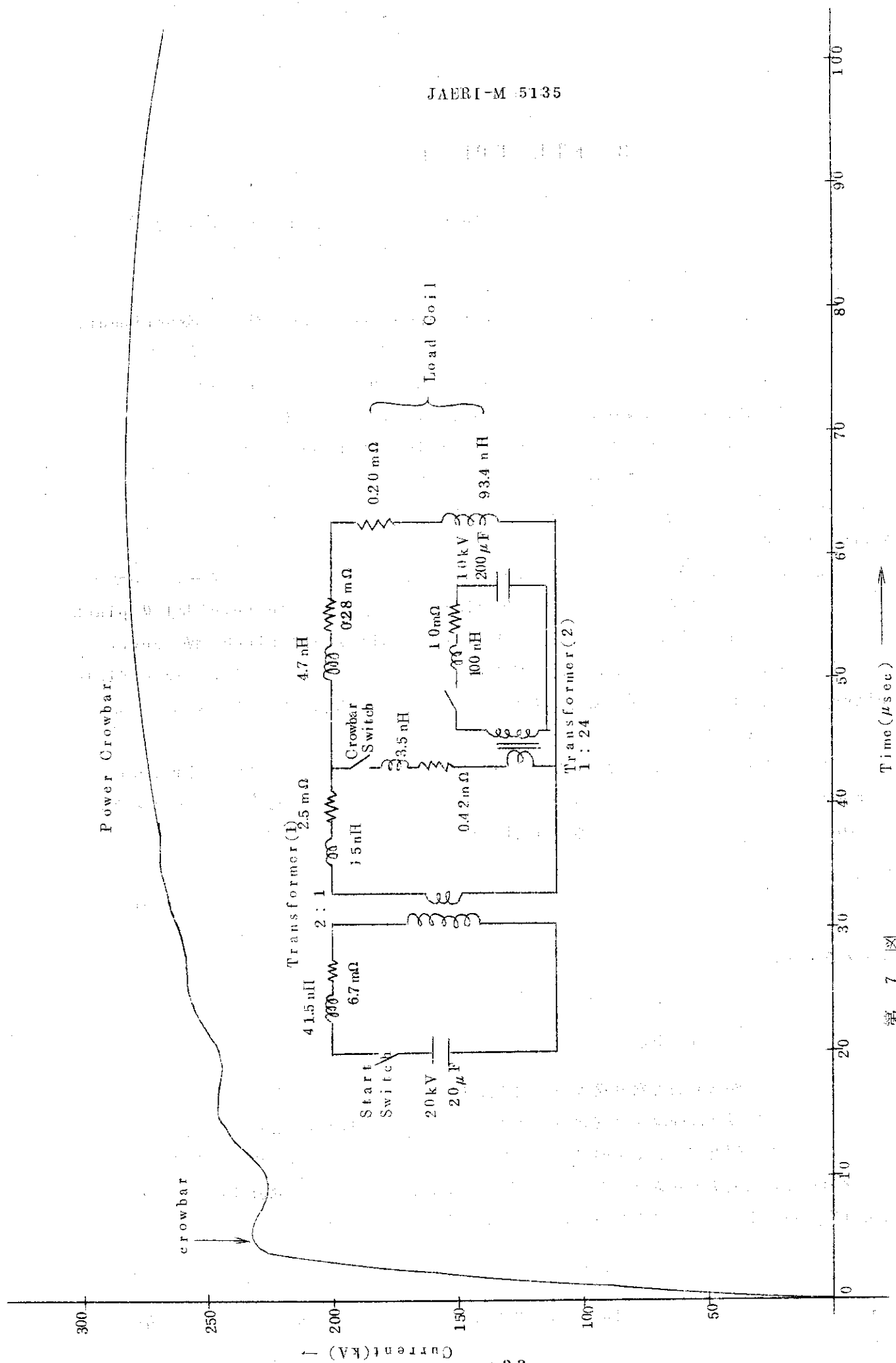
120 kJ

0.5 v/div

( $= -40 \text{ kV} \times 3.75 \mu\text{F} \times 40$ )

$2 \mu\text{sec/div}$

第 6 図



第 7 図

Time (μsec)

3. ETL-TPE 1<sup>\*</sup>電総研 小川 潔, TPE 1 研究グループ<sup>\*\*</sup>

## 1. はじめに

ETL-TPE 1 (Electrotechnical Laboratory · Toroidal Pinch Experiment) は、トロイダル磁場 ( $B_z$ ) と、トロイダル方向に流れるプラズマ電流によりつくられるポロイダル磁場 ( $B_\theta$ ) の閉じ込め磁場による。従って磁場の shear の強い、軸対称トーラスピンチプラズマの閉じ込め研究装置である。46年度および47年度の2年間で設計、製作を行うことになっていて、現在46年度分 (simple toroidal  $\theta$  pinch) の建設を終り試運転を行い、一部予備実験を行った。装置全体の完成は、47年度末を予定している。

十分な予備実験の後、主にプラズマは  $\theta$ -pinch によりつくられ、Z電流の重畳と金属壁の相互作用でプラズマの平衡が得られる。この際、バイヤスZ磁場が附加されることにより種々の安定平衡な配位の研究を行う。設計は、出来るだけ広範囲のプラズマパラメーターがカバーできるように設計されていて、装置建設の段階に応じて、(i) simple toroidal  $\theta$  pinch (ii) screw pinch (with trapped field), (iii) stabilized Z pinch (iv) reversed field pinch の順に研究は行われるが、勿論すでに理論的に保証されている reverse field pinch の安定平衡配位の実現を最終目標とするが、更に、Z電流の立上りを急峻にし、より高温にすることも考えている。

ピンチ装置は、炉の立場から考えても幾つかの利点をもっている。プラズマ電流を transformer 作用により流すので必然的にパルス的であるが、特に我々がねらう高ベータピンチでは、(i) 軸対称、(ii)  $B_\theta \sim B_z$ , (iii) high shear である。平衡条件より

$$\beta \lesssim \frac{a}{R} \frac{1}{q^2} \quad (1)$$

であるから、 $B_\theta \sim B_z$  より

$$q = \frac{a}{R} \frac{B_z}{B_\theta} < 1, \quad (2)$$

従って (iv)  $\beta$  値はかなり高くなり我々の実験では  $\beta \sim 0.2$  をねらっている。

高  $\beta$  プラズマは容易に高温、高密度のプラズマが得られる (low  $q$  と相まって) のは言うに及ばず、パルス炉と言う点で、燃料の出し入れおよびダイバーターの問題は解決するし、プラズマ閉じ込め上、リミッターは不要、更には、高  $\beta$  ということから炉の経済性の上から考えても有利であるので、今後ますます研究の必要があろう。

<sup>\*</sup> 発表者 小川 潔

<sup>\*\*</sup> 木山 学, 佐藤康宏, 島田寿男, 杉浦 賢, 竹田昭平, 田丸 健, 永見正幸 (慶応大学工学部), 平野洋一, 前島良紀, 矢作栄一,

## 2. 装置の概要

### 2.1 プラズマパラメーター

$\theta$  pinch の特徴を生かし、MHD安定平衡条件をみたす配位を考慮し、温度は出来るだけ高く、しかし $\beta$ 値はあまり高くないこととし、次のような装置設計のためのプラズマパラメーター目標値を設定した。用いられた基本的考え方および式は、(i) 理論的に保証されたMHD的に安定平衡なreversed field pinch, その時の(ii)  $\beta$ および $q$ , (iii)  $\theta$  pinch, screw pinch などの実験から推定される温度、密度の設定、(iv)閉じ込め時間 などである。

$$n_e \simeq 10^{16}/\text{cm}^3 \sim 2 \times 10^{15}/\text{cm}^3$$

$$T_i \simeq T_e \simeq 200 \text{ eV}$$

$$\tau_{\text{conf}} \simeq 100 \text{ } \mu\text{sec}$$

$$\beta \text{ 値} \gtrsim 0.2, \quad \bar{r}_p \lesssim \frac{1}{2} r_s$$

$$q : 0.1 \sim 2$$

$$\text{バイヤス磁場} (|B_{z0}|) : 4 \text{ kG}$$

( $q$ ,  $B_{z0}$  は容易に変変であること)。

問題は温度であるが、安定平衡の立場から強い圧縮は望めない。密度を下げ温度をあげるか、将来はZ電流の立上りを大きく(screw pinchでは $\theta$ 電流にそろえてある)できるようにする。いづれにしても、磁場の拡散を抑え、安定平衡な配位を見つけるために種々の細工をするにはどうしても200 eV 以上必要であろう。

### 2.2 装置

前述の物理的要請をみたした装置設計が考えられ、46年度分の $B_z$  磁場発生回路( $\theta$ バンク), 予備電離回路( $\theta$ ),  $\theta$ -コレクター, コイルおよび金属壁(Zコイルと共用)に関しては文献<sup>(1)</sup>が詳しい。また、放電管および真空系と47年度分の $B_\theta$  磁場発生回路(Zバンク), Z-コレクター, シーケンス制御装置の詳細はいづれ発表されるであろう。装置パラメータを第1表に、回路構成および概略図を第2図(a)(b)に示す。

## 3. MHD安定平衡配位の理論的検討と計算機シミュレーション

### 3.1 high $\beta$ diffuse pinch plasma のMHD不安定性成長率の数値計算\*

TPE1装置での実験で実現されると予想されるプラズマの安定平衡配位および不安定性の成長率を運動方程式

$$\{f \cdot (r\xi)'\}' - g\xi = 0, \quad (\xi = \xi_r) \quad (3)$$

の固有値問題として、数値積分を用いることにより求める。プラズマは軸対称円柱を考え、こ

\* この研究は、慶応大学工学部大学院修士課程 永見正幸君との共同研究である。



で、 $f$ 、 $g$ および $\epsilon$ については多くの文献<sup>(2)</sup>にくわしい。

与えられた平衡配位についての安定性を調べるという立場で計算を行っており、例えば、与えられた初期値、境界条件でシミュレーション・コードにより得られるプラズマの配位の安定判別等の応用を考えている。

こゝでは特に、与えられた平衡配位に対して最大の成長率を与える mode と、そのときの固有関数を求めることに重点をおく。

プラズマのモデルは、(i) wall までプラズマが存在する diffuse pinch, (ii)  $q(r) \ll 1$ , (iii) 圧力  $p$  および  $B_z$  分布のモデルとしては、次のようなものを考える。

$$p = p_0 \frac{e^{-1/c^2}}{1 - e^{-1/c^2}} (e^{1/c^2} \cdot e^{-x^2/c^2} - 1) \quad (4)$$

$$\begin{cases} x=0 & : p=p_0 \\ x=1 & : p=0 \end{cases}$$

$$B_z = 1 - \frac{1-K}{1 - e^{-1/d^2}} (1 - e^{-x^2/d^2}) \quad (5)$$

$$\begin{cases} x=0 & : B_z=1 \\ x=1 & : B_z=K \end{cases}$$

このように  $p(x)$ 、 $B_z(x)$  を与えて平衡方程式より  $B_\theta(x)$  を数値積分により求める。

こゝでは、 $m=1$  mode に注目し、Robinson の計算<sup>(2)</sup>と比較検討を、4種類の pinch 配位についてしらべた。(第3図)

$$Z \text{ 方向の波数 } k = 2\pi/\lambda = n/R \quad (6)$$

$$\text{従って singularity は } q = -m/n \quad (7)$$

で現われ、 $m=1$  に対して  $q = -\frac{1}{n}$  である。計算結果の代表的なものを、各 pinch のタイプについては図示する。(第4図～第8図)

なお、最後の reversed field の場合については、計算が進行中であるが、今迄のところ、成長率が他に比べて非常に小さく、適当な圧力分布と  $B_z$  の reverse をとると好ましい結果が得られそうである。

以上の結果をみると、Robinson の定性的な議論を、明確なモデルのもとに定量化することが出来て、Robinson の議論とかなりよい一致をみた。実験的には、fluctuations の測定から固有関数の広がりとの対応を調べるのは興味がある。

### 3.2 プラズマの運動のシミュレーション

電子とイオンの2流体モデルに基づく軸対称円柱プラズマの運動に関する計算機シミュレーションの Hain-Roberts-Kawakami<sup>(3)</sup> コードを用いて、実験条件に合うパラメーターについて計算が進んでいる。重要なパラメーターは初期圧、 $B_z$ 、 $B_\theta$ 、温度、密度などプラズマパラメーターの外に、特にバイヤス磁場の大きさと向き、 $B_z$  と  $B_\theta$  との位相差などが重要なパラメーターで、これらを適当にとり、理論的に安定平衡な配位を見出す。また、問題は、輸送係数

を如何にえらぶかであるが、これも又、種々（古典，異常など）の場合が試みられているが、目下計算は進行中で、2～3の例について第9図のような結果がでている。その際用いられた電気抵抗は第10図のようにえらばれた。

#### 4. プラズマ診断計画と予備実験

昭和47年10月現在，simple toroidal  $\theta$  pinch の装置の組立てが終り，各部分の試験が行われているが，特にTPE1について計画されているプラズマ診断は第2表にまとめられている。観測孔などの配置を第11図に示す。

また，装置は目下試運転の段階で，予備的に行った放電で得られたプラズマの一例を写真（写真2）で示す。現在のところ，大きな問題点としては，(i) 予備電離バンクの電圧は30 kV，主 $\theta$ バンクの電圧は15 kV までしか印加していない。理由は $\theta$ コイルの金属接触部分でそれ以上の電圧ではアークが発生する為である。(ii) 予備電離と主放電のシリーズ運転は，雑音のため誤動作する。この2点についての対策を目下考慮中，その外解決容易と思われる2～3のトラブルがある。

#### 謝 辞

計算機シミュレーションについては日大川上一郎氏に多大の援助をいただいていることを記し感謝の意を表明します。また，名大プラズマ研究所の計算機を使用させていただいておることもあわせて記し謝意を表します。なお，装置建設に協力いただいている指月電機株式会社技術陣に感謝の意を表明します。

#### 文 献

- (1) 竹田外： プラズマ研究所資料・技術報告，IPPJ -DT- (印刷中)
- (2) W. A. Newcomb : Annl. Phys. 10 (1960) 232.  
D. C. Robinson : Plasma Physics, 13 (1971) 439.  
T. Amano; M. Wakatani and M. Watanabe : IPPJ -121, March 1972.
- (3) K. Hain, K. V. Roberts et al : Z. Natureforschung, 15a (1960) 1039.  
川上一郎： プラズマ研究所 資料・技術報告 IPPJ -DT-23 (1970).

## 第 1 表

E T L T P E - 1  
( TOROIDAL PINCH EXPERIMENT )

PARAMETERS OF EXPERIMENT

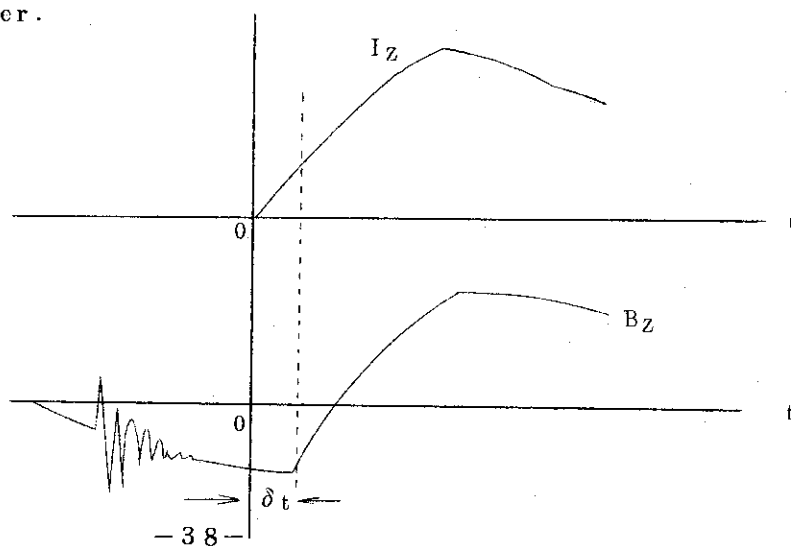
|                                         |                |         |
|-----------------------------------------|----------------|---------|
| PYREX GLASS TORUS                       | MAJOR DIAMETER | 80 cm   |
|                                         | BORE           | 10 cm   |
| METAL SHELL<br>(USING Z-COIL IN COMMON) | INNER DIAMETER | 11.6 cm |
|                                         | THICKNESS      | 2 cm    |

$$T_e = T_i \geq 200 \text{ eV}, \quad N_e = 10^{16} / \text{cm}^3, \quad P_0 = 30 \text{ mTorr.}$$

ELECTRICAL PARAMETERS\* OF CAPACITOR BANK

|                                            | ENERGY<br>(KJ) | VOLTAGE<br>(KV) | PEAK $B_z$ or $I_z$                           | RISE TIME<br>( $\mu\text{sec}$ ) | DECAY TIME<br>( $\mu\text{sec}$ ) |
|--------------------------------------------|----------------|-----------------|-----------------------------------------------|----------------------------------|-----------------------------------|
| 1. Pre-<br>ionization<br>( $\theta$ pinch) | 1.44           | 40              | 2.10 kG                                       | 0.80 MHz                         |                                   |
| 2. Slow $B_z$                              | 90             | 5               | $\pm 4.0$ kG                                  | 280                              |                                   |
| 3. Fast $B_z$                              | 150            | 40              | 25.3 kG                                       | 233                              | 150<br>(Crowbaring)               |
| 4. Fast $I_z$                              | 45             | 40              | 400 kA<br>( $I_{zp} \approx 316 \text{ kA}$ ) | 233                              | 150<br>(Crowbaring)               |

\* Calculated simulating plasma by conducting toroid  
5 cm diameter.



第 2 表

## 設置測定系

| 測定系の種類                        | 観測個所数 | 測定物理量                                                      | 備 考                 |
|-------------------------------|-------|------------------------------------------------------------|---------------------|
| イメージコンバータカメラ1台                | 2     | 平衡の確認 $r_p(t), \Delta(t)$<br>$m=0$ の振動, $m=1$ の不安定         | 上, 外両直交方向より同時流し観測   |
| $V_Z$                         |       | プラズマのトロイダル全電圧 $\rightarrow \sigma_{pZ}$                    |                     |
| ロゴスキーコイル                      | 1     | $I_{pZ}(\text{total}) \rightarrow \sigma_{pZ}$             |                     |
| ロゴスキープローブ                     | 2     | $J_p(r, t) \rightarrow r_p, \nabla P$                      | 下, 外両直交方向           |
| マグネティック プローブ, $B_Z, B_\theta$ | 2     | $B(r, t), \mu \rightarrow J_p(r, t), r_p, \nabla P, \beta$ | 同 上                 |
| ディアマグプローブ                     | 1     | $B_e(t), J_{p\theta}, \sigma_{p\theta}, r_p, n_e, T_e$     |                     |
| サーチコイル                        | 4     | $\Delta(t), m=0, m=1$ の不安定                                 | 上, 下, 内, 外各 1       |
| 分光測定                          | 1     | $T_i, T_e, n_e$ 及びそれらの $r, t$ 変化                           | 位置分解は水平面<br>80 mm 間 |
| レーザー散乱                        | 1     | $T_e(r), n_e(r)$                                           | 同 上                 |
| sin, cos コイル                  | 1     | $\Delta(t)$ , 変位方向                                         |                     |

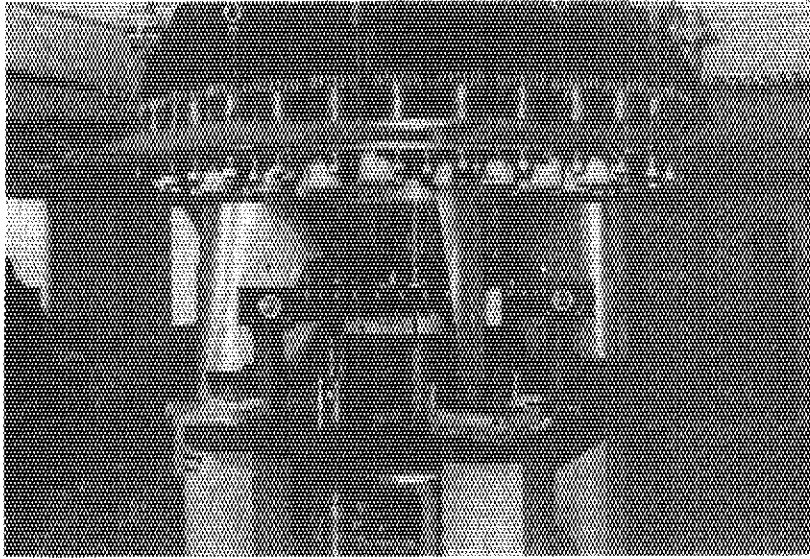


写真1 ETL-TPE1 装置本体  
(1972年9月現在)

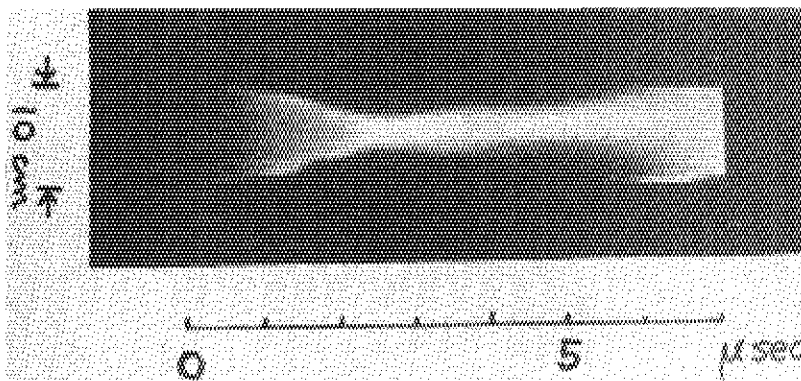
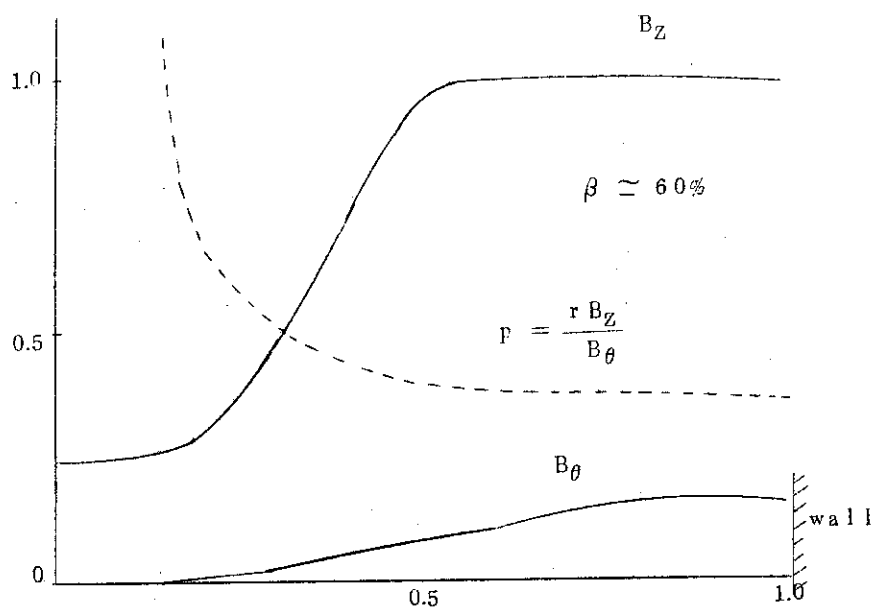
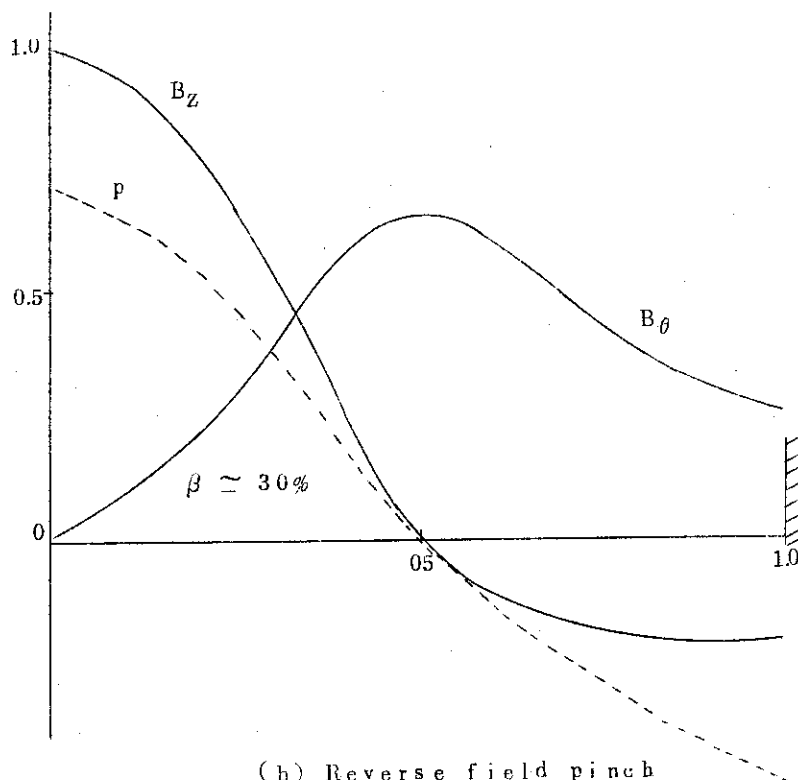


写真 2  
Streak Picture of Simple  
Toroidal  $\theta$  Pinch Plasma  
(2nd Halb Cycle)  
He Gas,  $p_0 = 200\text{m Torr}$   
 $V_\theta = 15\text{kV}$

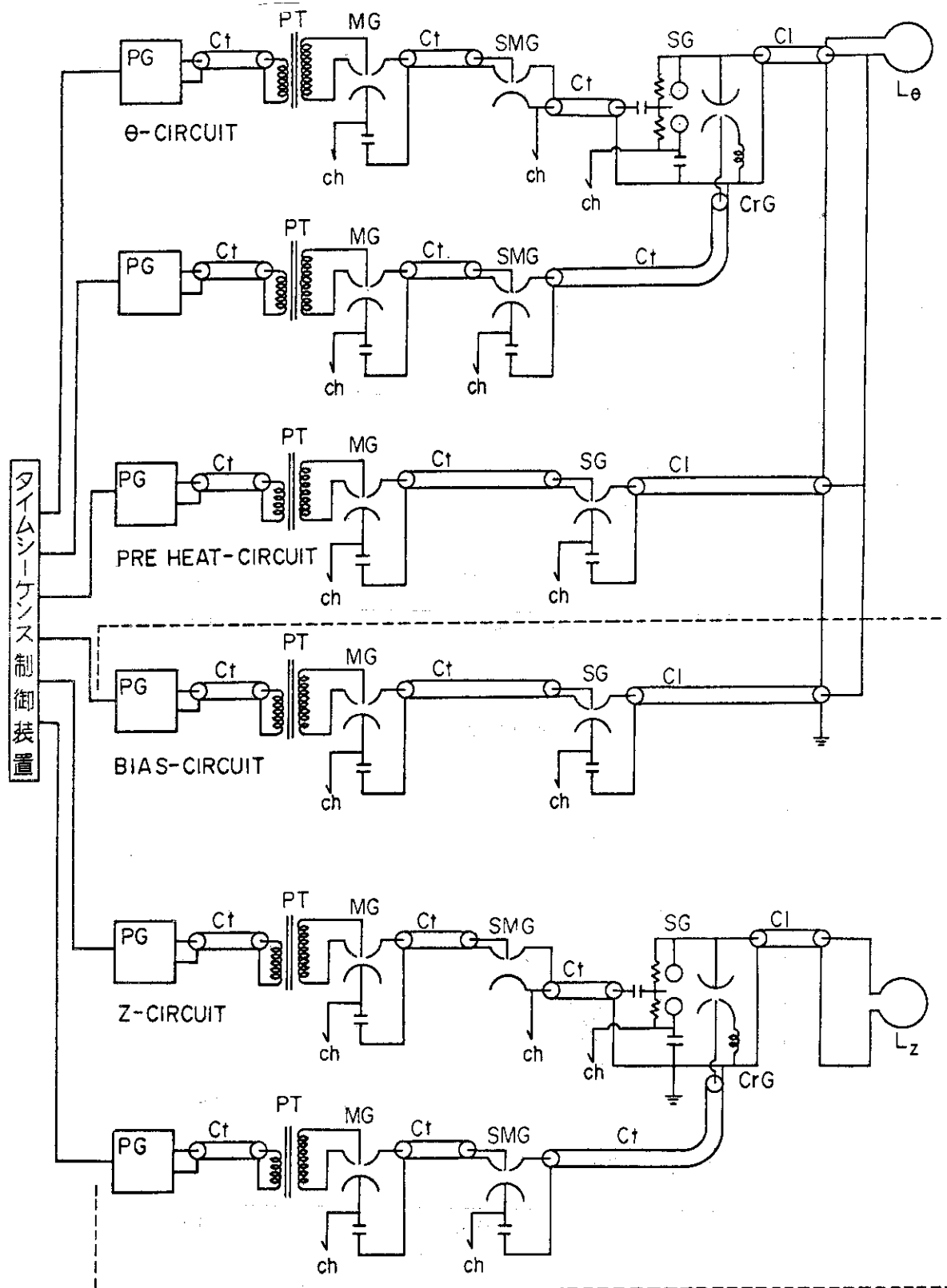


(a) Screw pinch



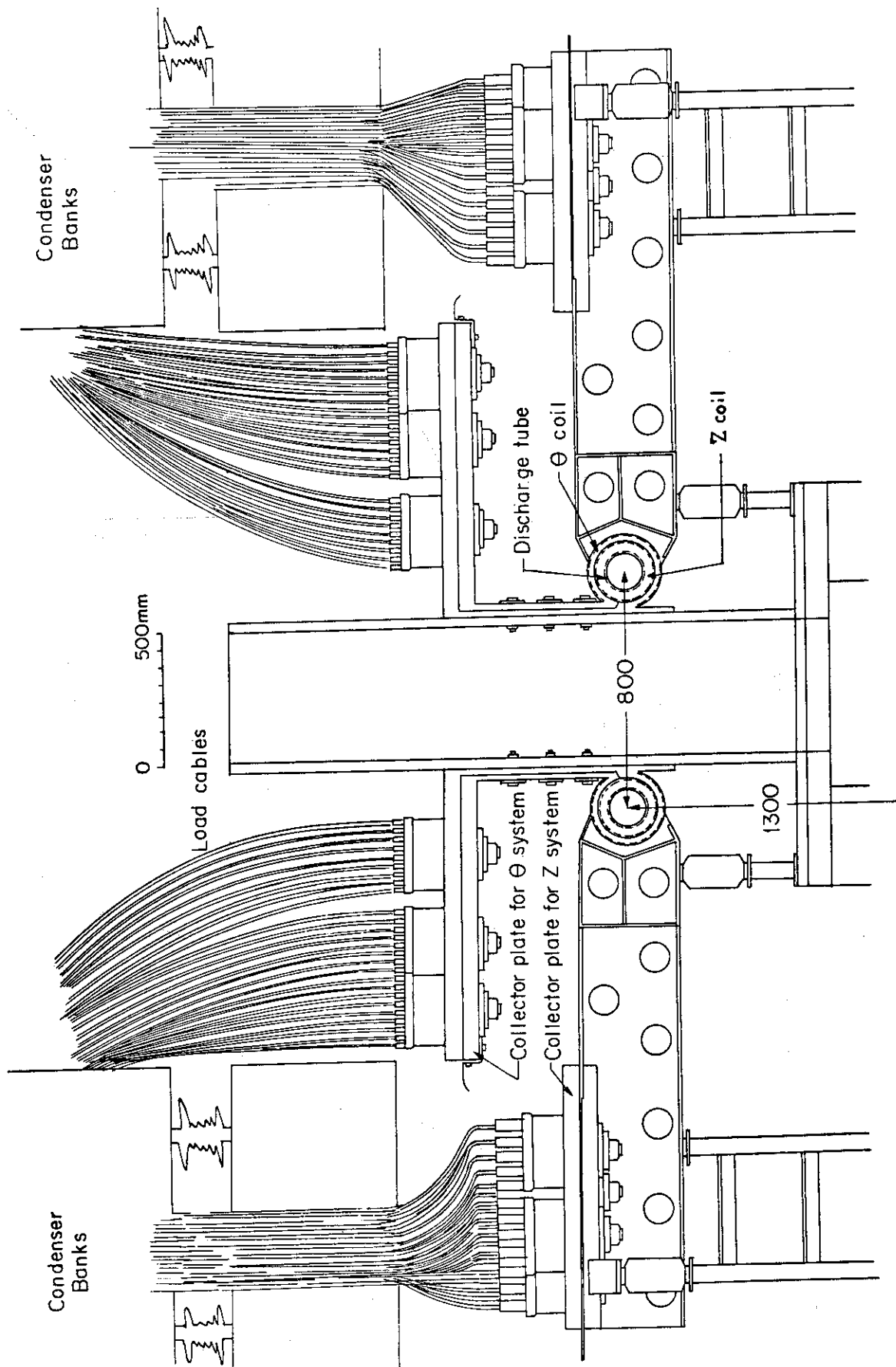
(b) Reverse field pinch

第 1 例 Examples of typical field configurations studied in the experiment.



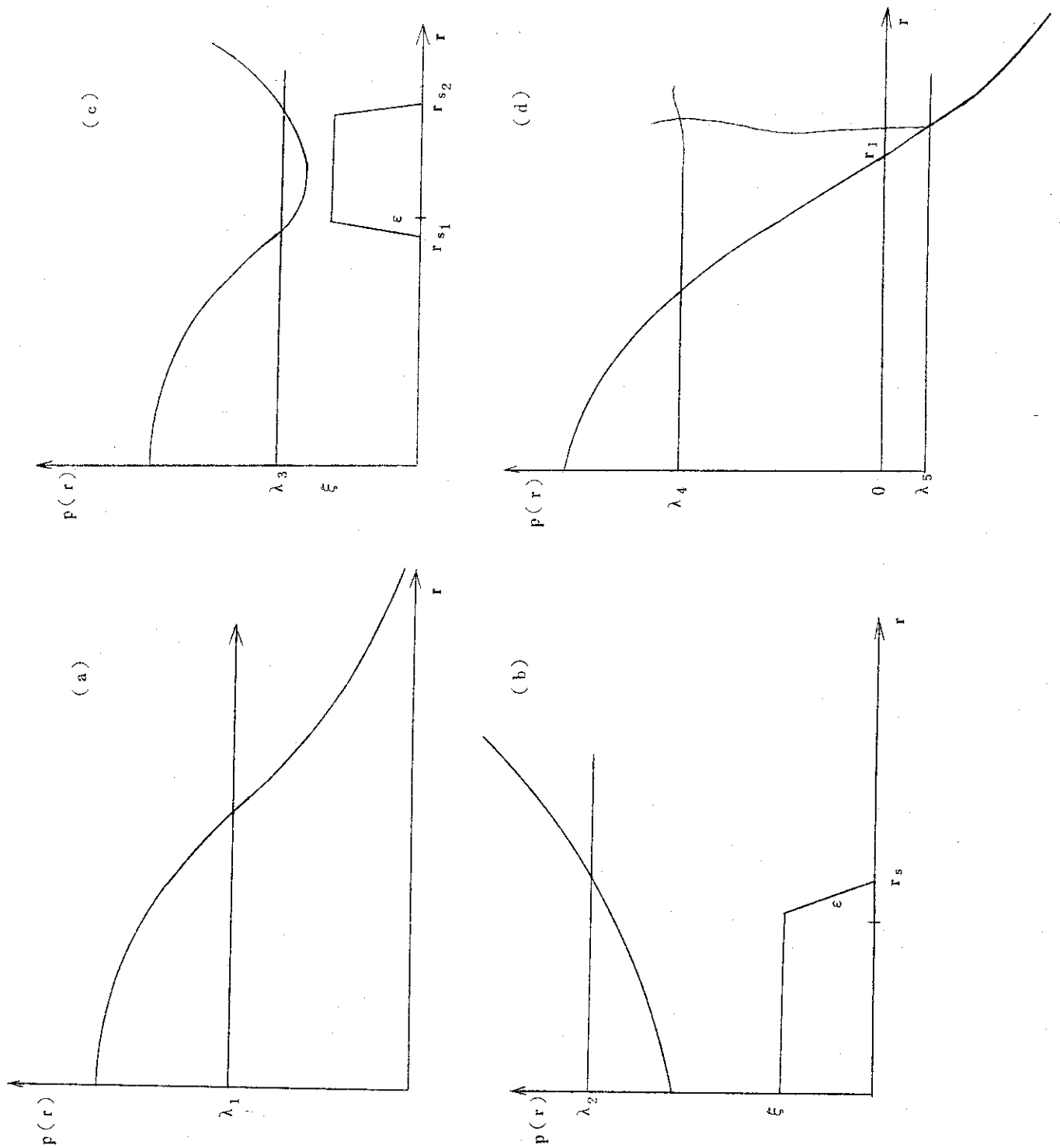
PG: パルス発生器      PT: パルストランス      MG: マスタースイッチ  
 SMG: サブマスタースイッチ      SG: 始動スイッチ      CrG: クローバスイッチ  
 Ct: トリガーケーブル      CI: 負荷ケーブル      ch: 充電装置

第2図(a)

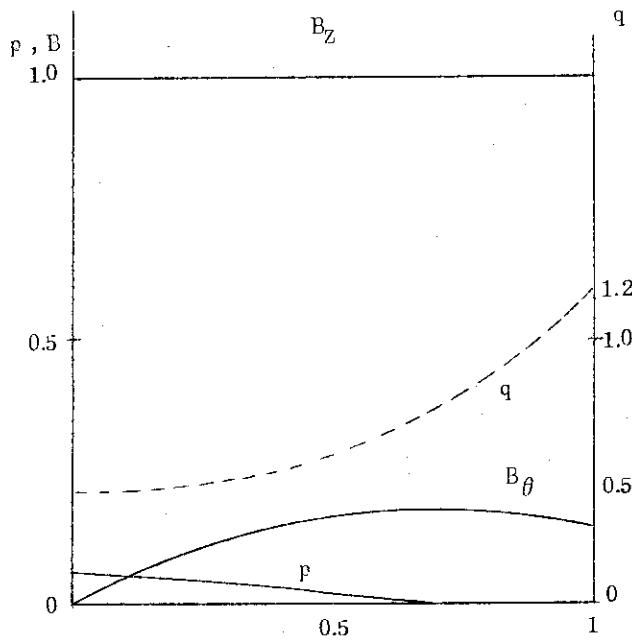


第2図(b)

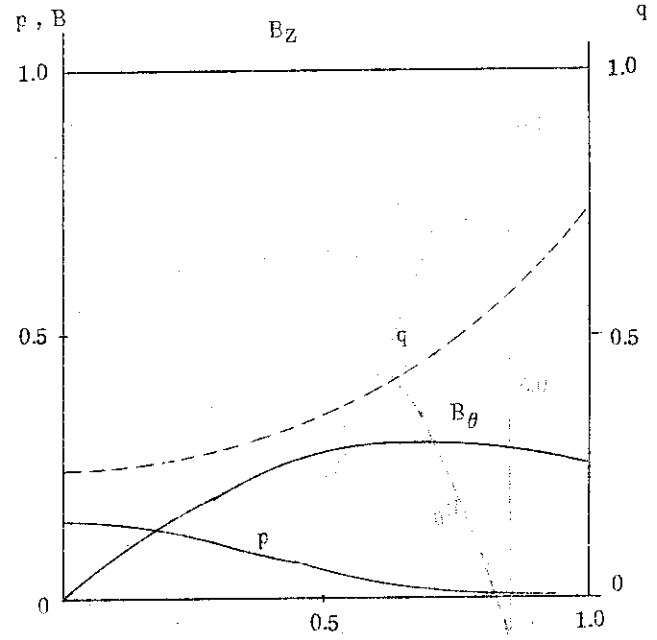




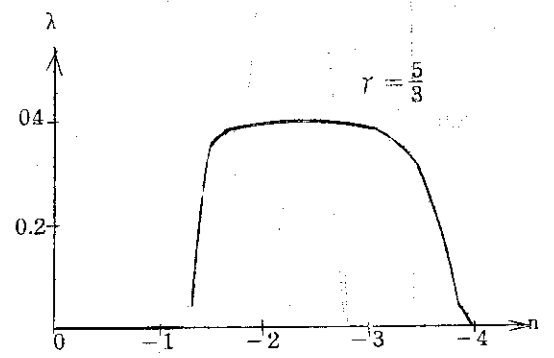
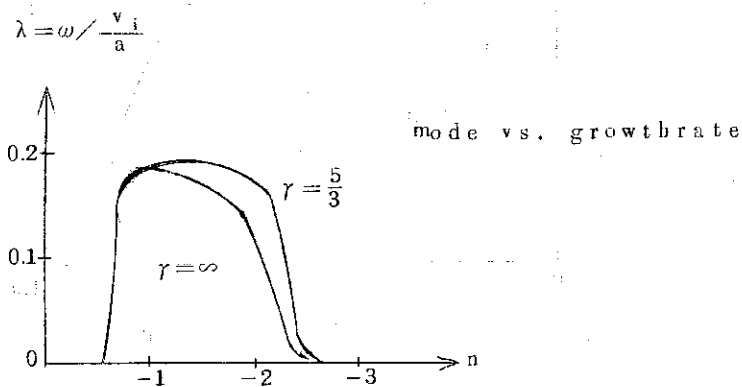
第 3 图 The four basic pitch variations for a non-zero axial current on axis. (a) monotonically decreasing, (b) monotonically increasing; (c) exhibiting a minimum and (d) decreasing and changing sign. (From Robinson's. Paper)



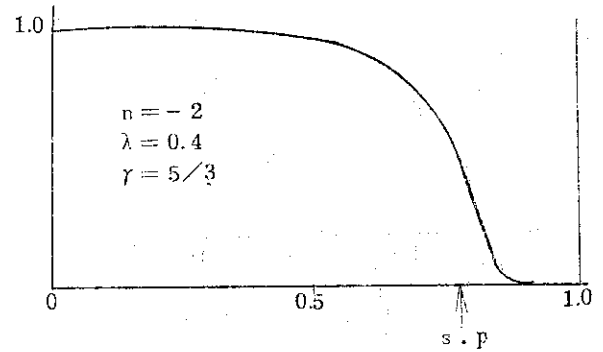
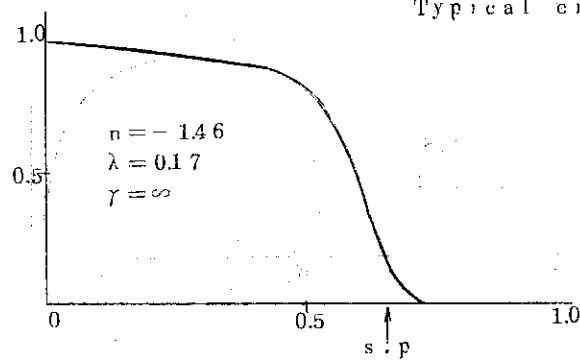
$\beta = \frac{2P_0}{B_\theta^2(0)} = 0.1$   
 $c=0.5, d=0.5, k=1.0$   
 Suydam condition は  $X > 0.5$   
 で満足

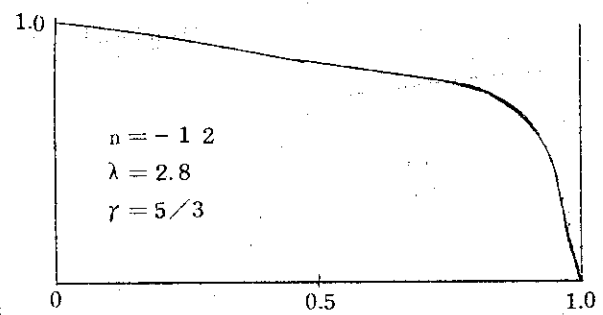
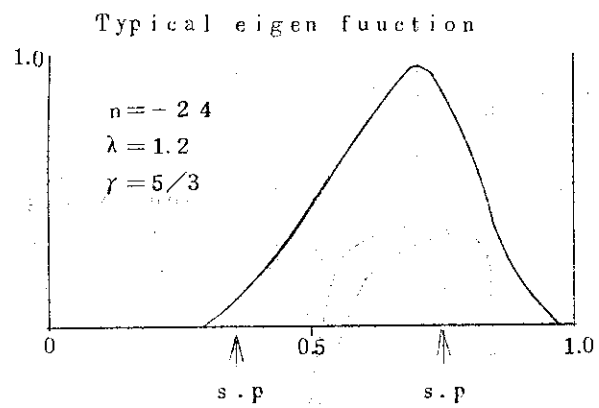
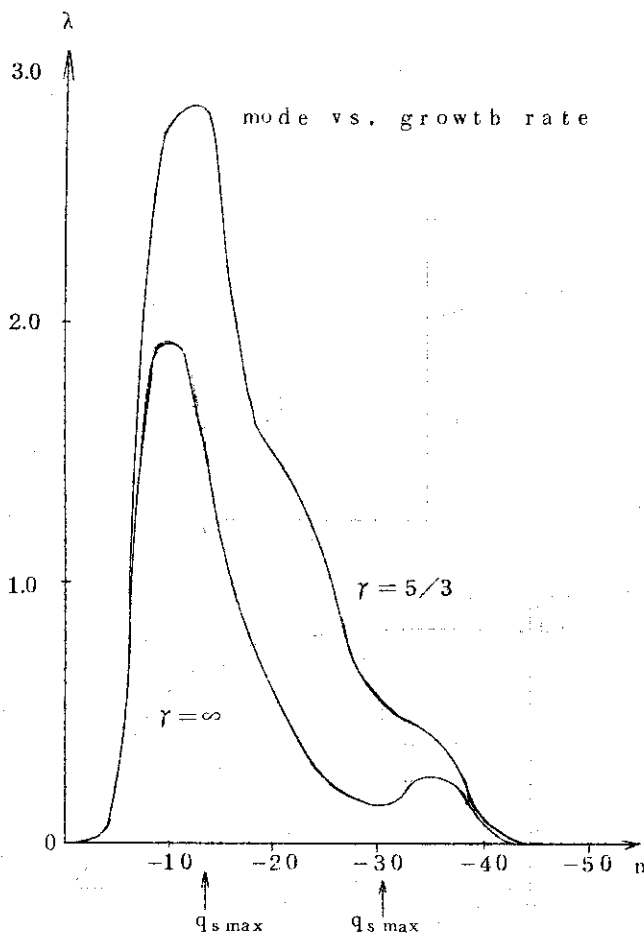
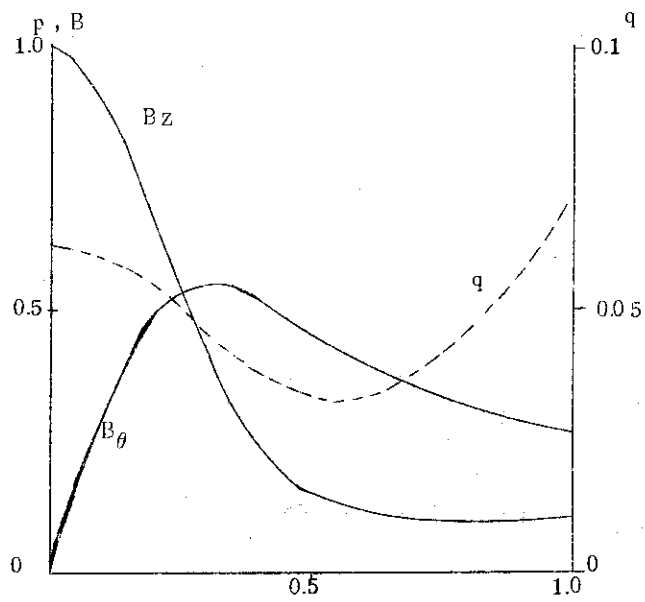


$\beta = 0.3$   
 $c=0.5, d=0.5, k=1.0$   
 Suydam condition は  $X > 0.64$   
 で満足

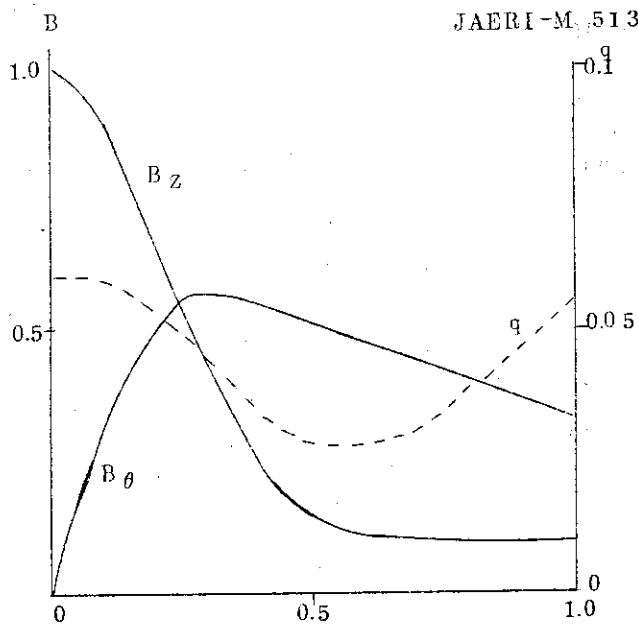


Typical eigen function





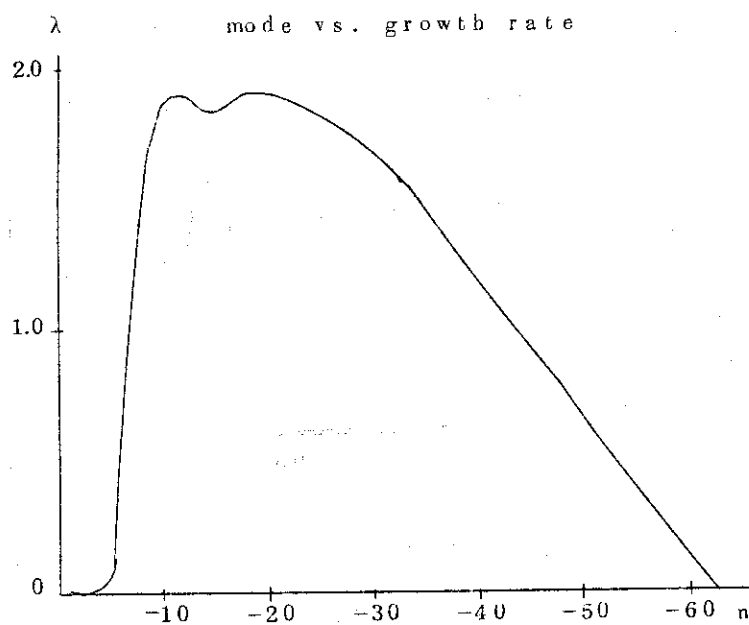
第5図 Pitch minimum screw pinch - 1



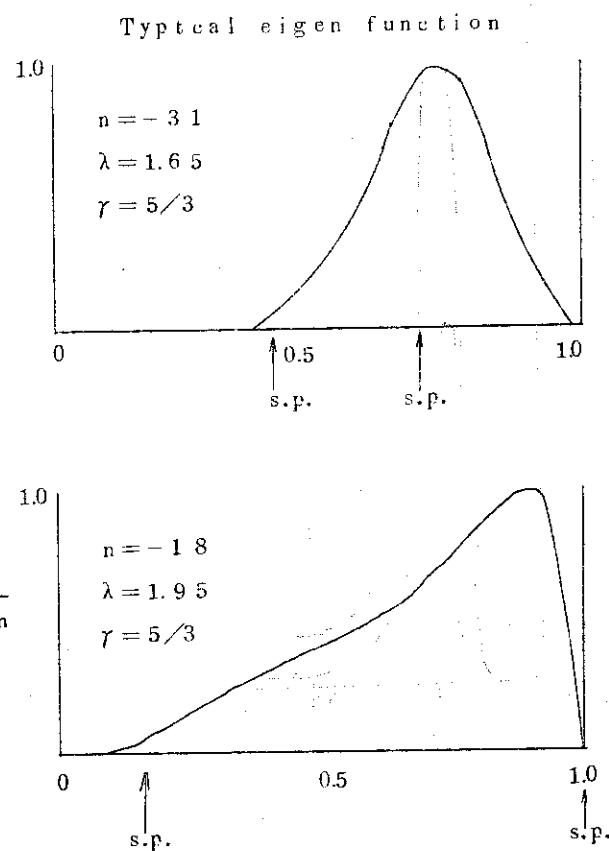
$$\beta = 0.3$$

$$c = 0.5, d = 0.3$$

$$k = 0.1$$

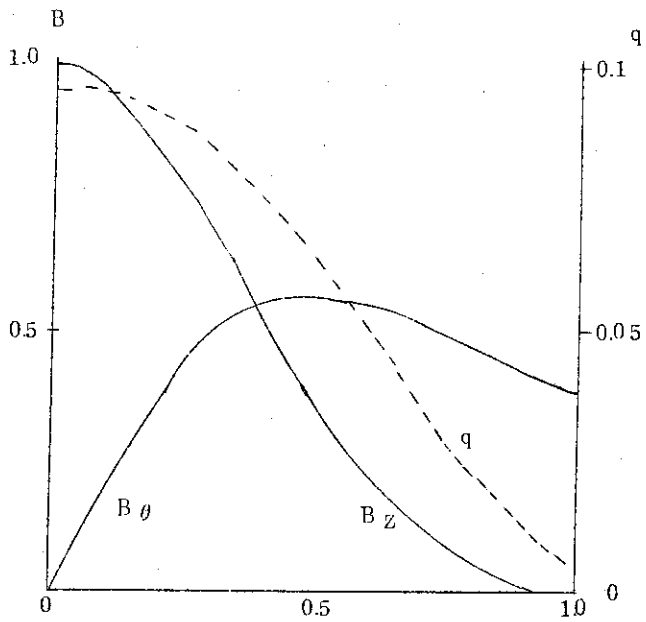


mode vs. growth rate

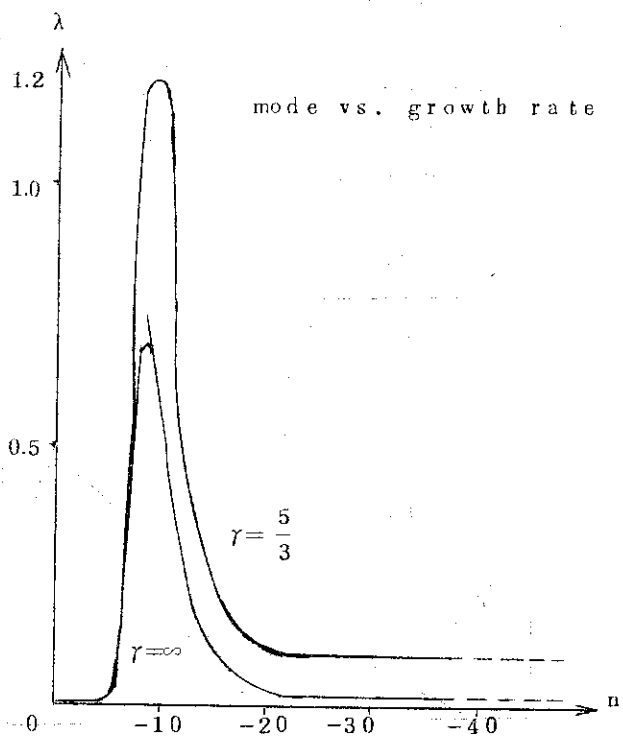


Typical eigen function

図 6 Pitch minimum screw pinch - 2



$\beta = 0.1$   
 $c = 0.5, d = 0.5$   
 $k = 0.01$



Typical eigen function

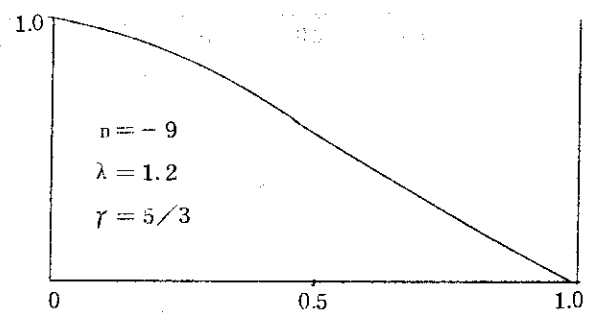
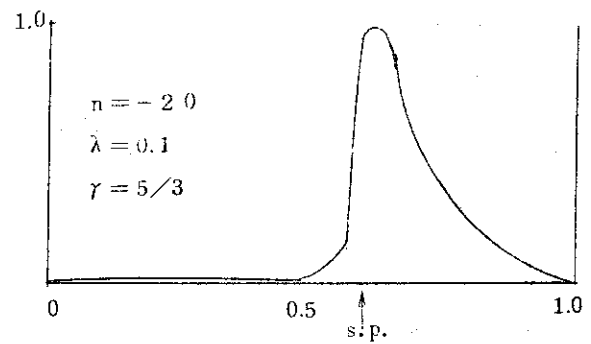
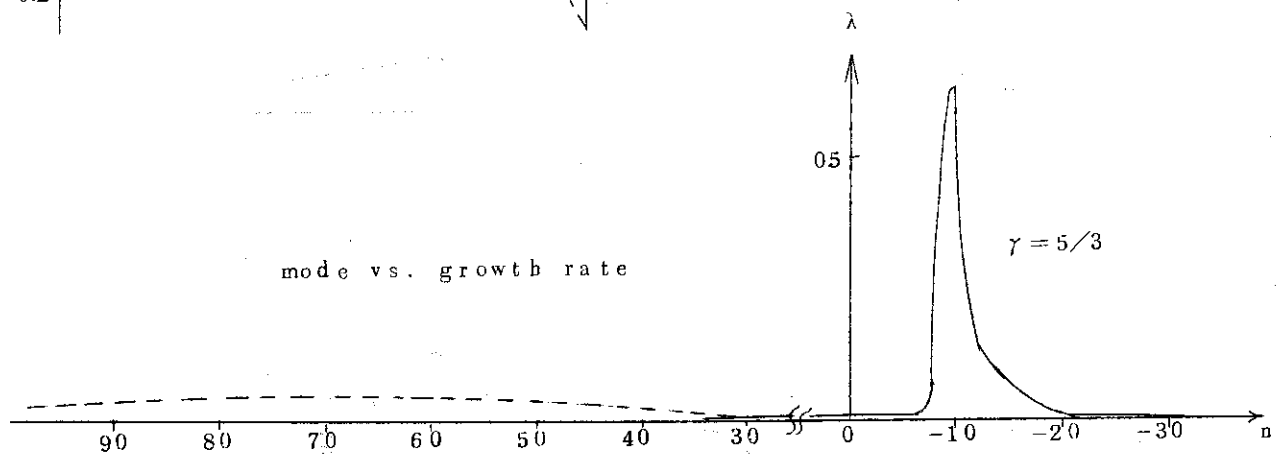
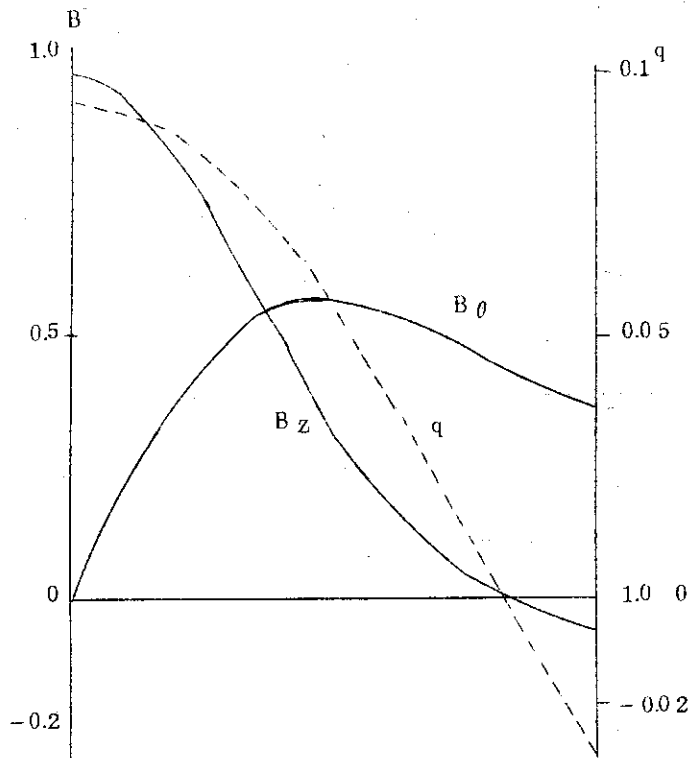
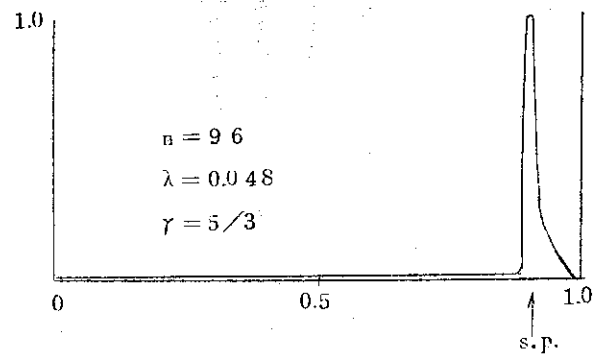
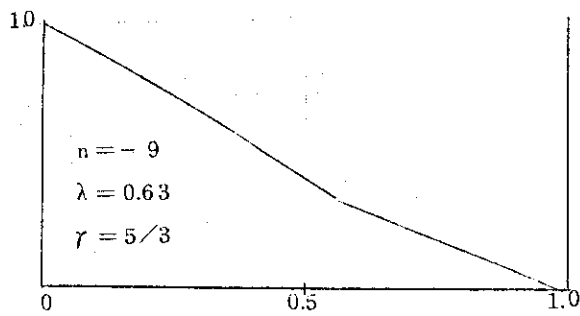


Fig. 7 Stabilized pinch



Typical eigen function



第8図 Reverse field pinch

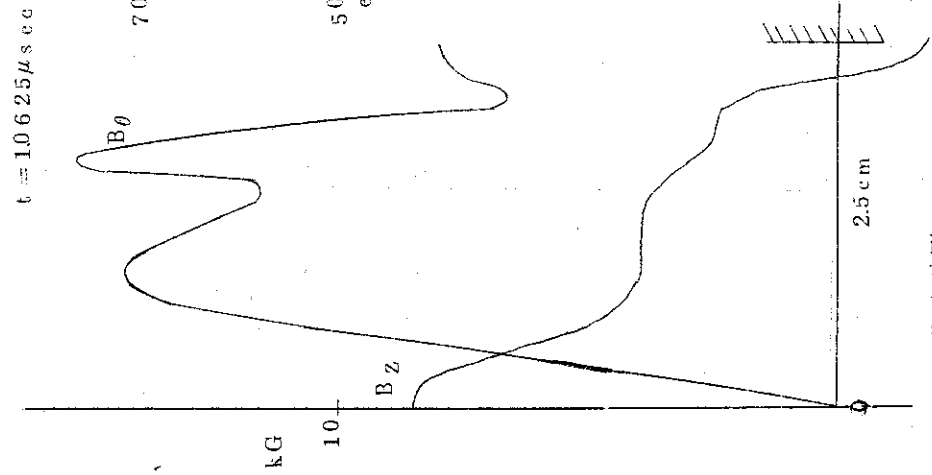
$p_0 = 30 \text{ mTorr}$  Hydrogen Gas

$T_{i0} = T_{e0} = 5 \text{ eV}$

$B_{z \max} = 15.087 \text{ kG} (I_0 = 3 \text{ MA})$

$B_{\theta \max} = 12 \text{ kG} (I_{zp} = 300 \text{ kA})$

$B_{z0} = -4 \text{ kG}, \delta t = 0.5 \mu \text{ sec}$



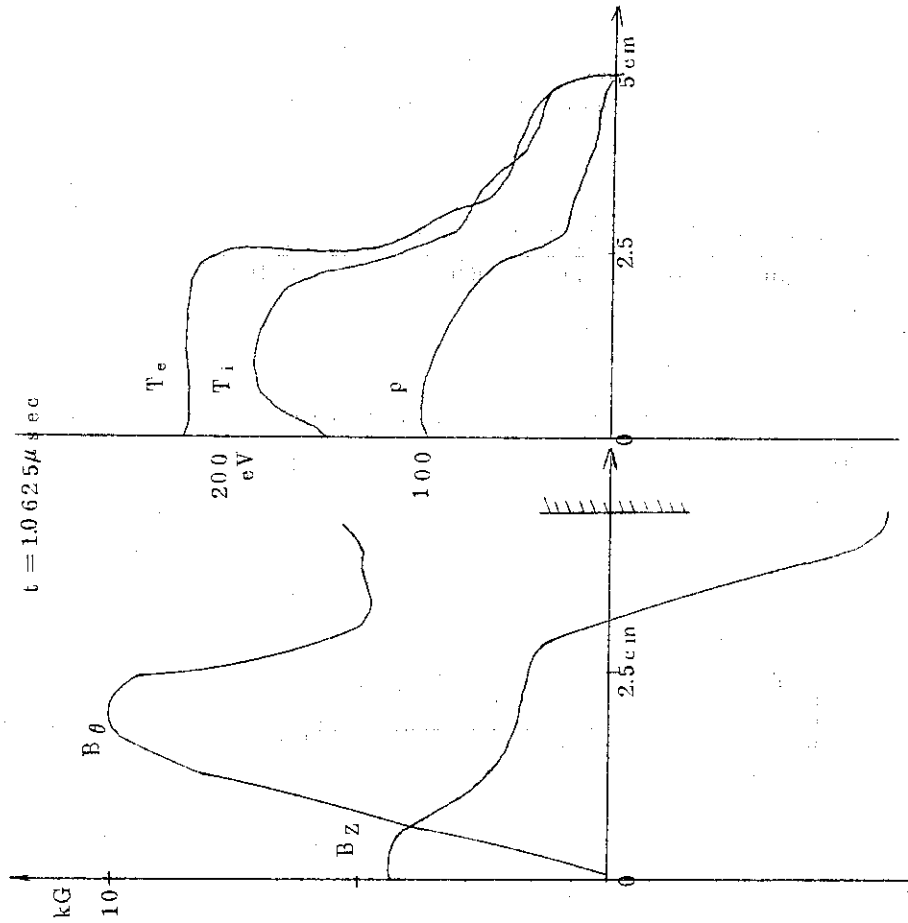
$p_0 = 30 \text{ mTorr}$  Hydrogen Gas

$T_{i0} = T_{e0} = 5 \text{ eV}$

$B_{z \max} = 15.087 \text{ kG} (I_0 = 3 \text{ MA})$

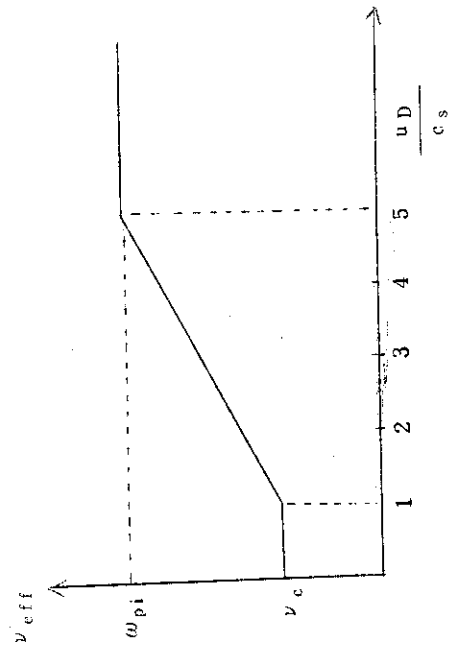
$B_{\theta \max} = 12 \text{ kG} (I_{zp} = 300 \text{ kA})$

$B_{z0} = -2 \text{ kG}, \delta t = 0.3 \mu \text{ sec}$



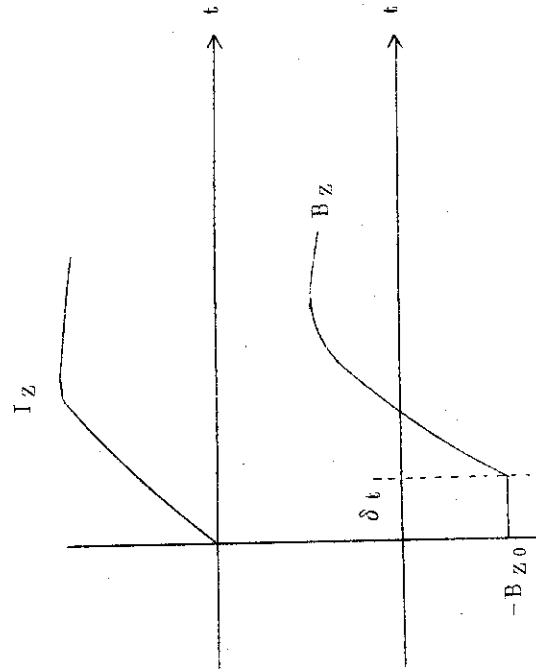
第 9 図 計算機によるシミュレーションの結果例

- (i) Screw Pinch
- (ii) Screw Pinch with trapped  
Bias Field,  $B_{Z0}$
- (iii) Z pinch with trapped  
Bias Field,  $B_{Z0}$ .
- (iv) Reversed Field Trapped  
Diffuse pinch



$$u_D = j / Z n e$$

$$c_s = \sqrt{T_e / m_i}$$

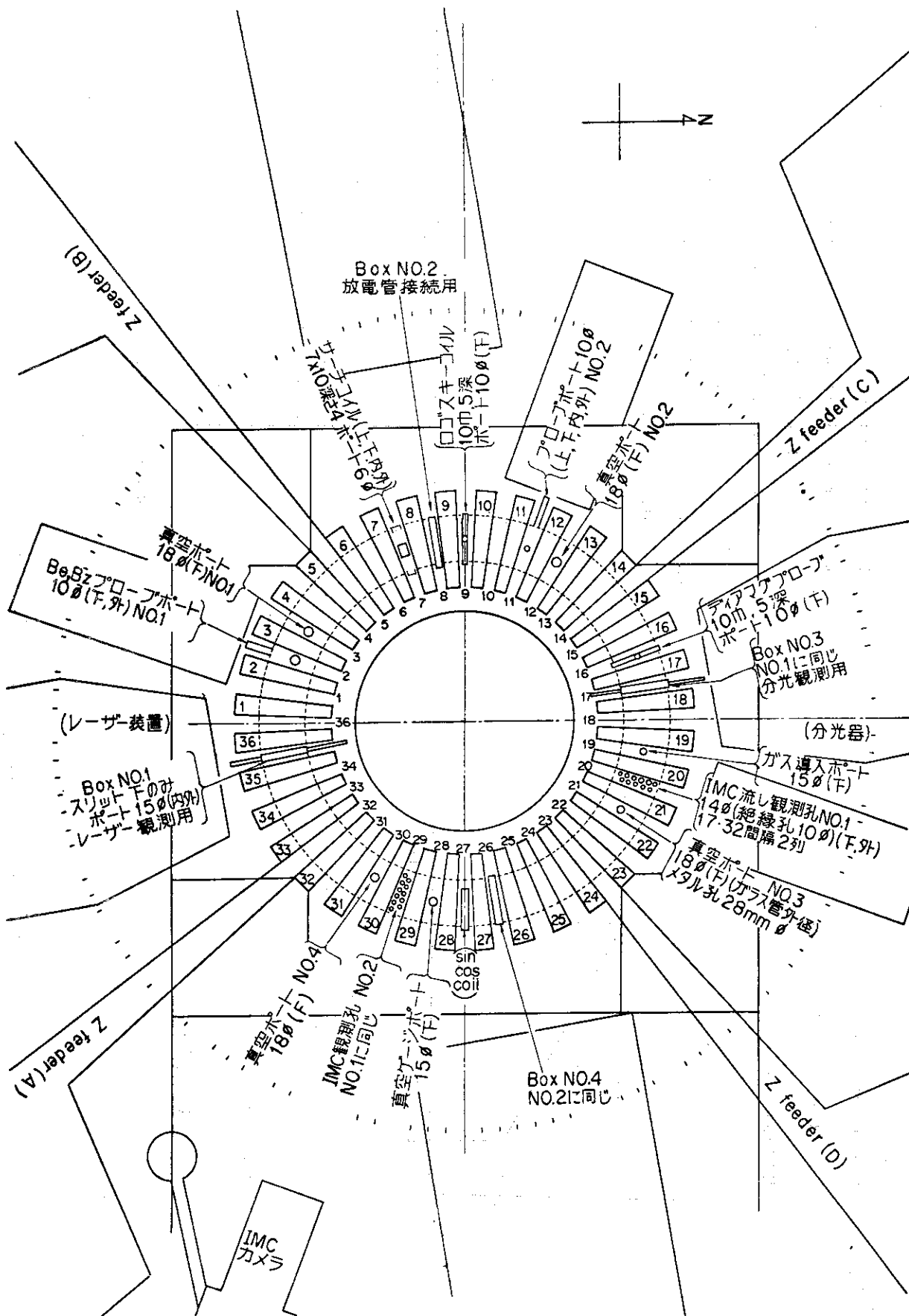


$$0 \leq t \leq \delta t : B_Z = B_{Z0}$$

$$\delta t \leq t : B_Z = B_{Z0} + B_{Zmax} \sin \{ \omega_Z (t - \delta t) \}$$

第 10 図 計算機シミュレーションのモデル





第 11 図 観測孔配置図

### Ⅲ トカマクの実験

#### 1. JFT-2の実験\*

原研核融合研究室，JFT-2 グループ\*\*

##### 1. まえがき

原研トカマク型装置JFT-2は1972年4月稼動を開始した。当初放電電流60kAをえたが温度が低く不純物の非常に多いプラズマであった。4～6月にかけ観測用ボックスの疑似リークの改良，内面洗浄等を行ない，7月上旬の実験では第1図に示すようなトカマク特有のスパイク振動を観測した。しかしこの時点でも，48時間のベーキング，1100ショットの放電洗浄後で $4 \times 10^{-6}$  Torr の到達真空度をうるにすぎなかった。その後リミター可動部のペローズ・ライナー等にリークが発生したので8～10月にわたりペローズ及びライナーの交換を実施した。その結果10月下旬48時間のベーキングの後 $3 \times 10^{-7}$  Torr の到達真空度をえた。11月上旬から放電洗浄を開始し，11月29日まで約10000ショットの放電を行なった。この間プラズマ電流，ループ電圧，磁気探針による変位，分光器による不純物のスペクトル線強度，質量分析器による不純物の質量数とその含有量，4mm波干渉計による密度等の放電洗浄による変化の様子を測定した。以下に主な結果を記述する。

##### 2. 実験結果

質量分析器によって測定した不純物含有量の放電洗浄による減少の様子を第2図，第3図に示す。図中a及びbと付したものはそれぞれ放電直後及直前の測定を意味する。これらの図から放電洗浄が少い場合にはプラズマによって壁及びリミターから多量の不純物が放出されるが放電洗浄を4000ショット程度くりかえした後は，放出される不純物の量は1桁以上減少することがわかる。

次に放電波形に注目すると放電洗浄前ではループ電圧が100V近くあり，プラズマ電流波形は正弦半波型をしており，不純物が多い為に散逸が多く滑らかな波形をしている。放電洗浄を1000ショット程くりかえすと第1図に良く似た波形がえられ，スパイク振動が観測される。さらに放電洗浄をくりかえし，4000ショット程度になると様子がかなり異ってくる。典型的な波形を第4図に示す。図から明らかなように直流型垂直磁場 $B_{VD} = 20$  Gでは第1図と同じようにスパイク振動が観測されるが，その振動が激しくなっていると同時にピーク電流が増加し，ループ電圧が低くなっている点でよりトカマクのプラズマとなっているといえる。また $B_{VD} = 60$  Gではスパイク振動が消えると同時にループ電圧が非常に低くなり，電子温度が増加していることを示す。また放電持続時間も200msec以上となっている。

X線測定の結果は上記の $B_{VD} = 20$  Gでは放電開始時に発生するが $B_{VD} = 60$  Gでは放

\* 発表者 伊藤智之

\*\* 竹田辰興，鈴木徳男（Cグループ） 国板俊介，大賀徳道，新井貴，横倉賢治（Oグループ） 船橋昭昌，井上堅司，的場 徹，河西 敏（Dグループ） 藤沢 登，前野勝樹，東井和夫，菅原 亨（東芝）（Eグループ） 伊藤智之（C,O,D,EはそれぞれComputer, Operation, Diagnostics, Experimentsの略。）

電終期により多量に発生する。そのエネルギーはいずれの場合も100 keV程度である。

変位の測定結果を第5図及び第6図に示す。ショット数2400台では不純物が未だ多く、したがって密度が高いために、 $\Delta_B - \Delta$  の関係が直線にならないで、丁度TM-3の密度の高い放電の際にえられた関係と似ている。しかしショット数4100台では不純物が減少し、もっともらしい関係がえられた。不純物の減少による密度の減少(封入ガス圧にプラズマ密度に一致する)は後で述べる4 mm干渉計による測定とも一致する。

可視分光計による $H_\beta$ 、炭素、酸素のスペクトル線のショット数に対する変化の様子を第7図、第8図、第9図に示す。第7図は放電洗浄とともに $H_\beta$ 線の発生が漸次減少してくることを示す。特に放電洗浄が充分行なわれた後は放電の初期を除いては発光しないことを示し、高温プラズマの特徴が現われている。第8図、第9図は放電洗浄とともに不純物が減少し、よりエネルギーの高い準位に相当するスペクトル線が発生してくることを示している。以上のことから放電線浄とともにプラズマ温度が増加してきていることがわかる。

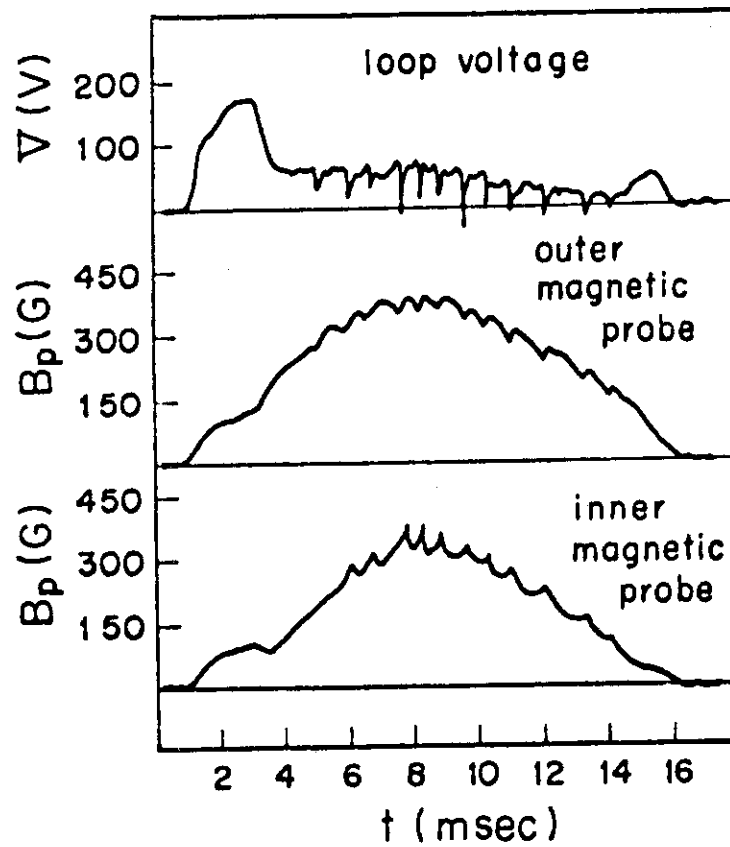
第10図はマイクロ波干渉計による密度の時間変化を $B_{VD}$ をパラメータとして示したものである。この減少の様子は電流波形とよく一致しており、米国ST装置の初期のデータのよう放電末期で密度が増加するようことはない。なお、放電洗浄が不十分な場合には密度は4 mm波のしゃ断密度( $\sim 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ )以上になっていた。

終りにショット数に対する最大抵抗電子温度の推移を第11図に示す。これから現在までに電子温度は約300 eVに達していることがわかる。

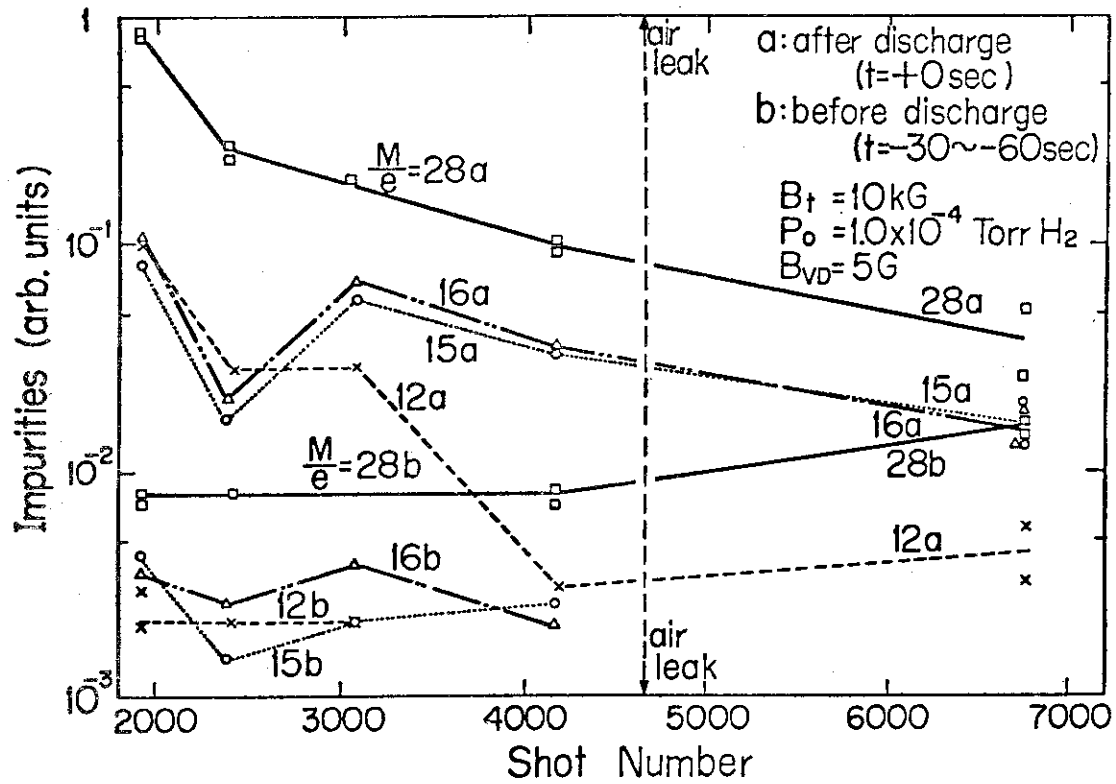
### 3. あとがき

以上述べたようにJFT-2には順調に実験を開始できたと考えられる。今後は上記の温度を確認するために、さしあたっては磁束変化測定法を確立すること。密度分布を測定すること、真空紫外領域のスペクトル線を測定すること、中性粒子分析器でイオン温度を測定すること等を急ぐ必要がある。また設計目標値である電子温度800 eV以上、イオン温度200 eV以上、エネルギー閉じ込め時間30 msec以上を達成する為に、まさにカットアンドトライをくりかえしてゆくことが必要であろう。

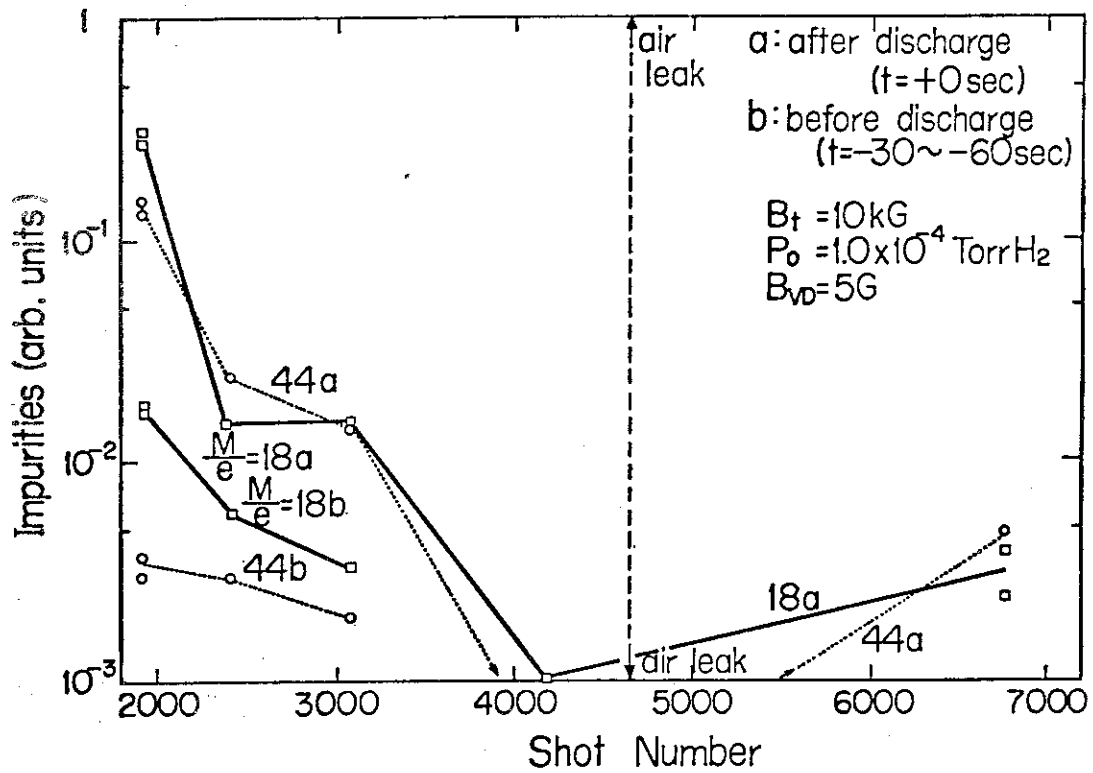
本稿執筆中(12月20日現在)においてJFT-2のループ電圧、プラズマ電流波形として、水平方向の不整磁場(主としてトロイダル磁場コイルから発生しており、値は10 G以下)を補正し、直流型及びパルス型垂直磁場を適当に組み合わせることにより、第12図のような波形をえた。これから明らかなように設計値である175 kAのプラズマ電流を達成するとともに、 $q=2$ 、 $q=3$ でプラズマ電流が減少し、ループ電圧に振動が現われるというトカマクプラズマの最典型ともいふべき現象を観測している。今後は炉心プラズマの物理という意味で密度の高い実験が出来るものと期待される。



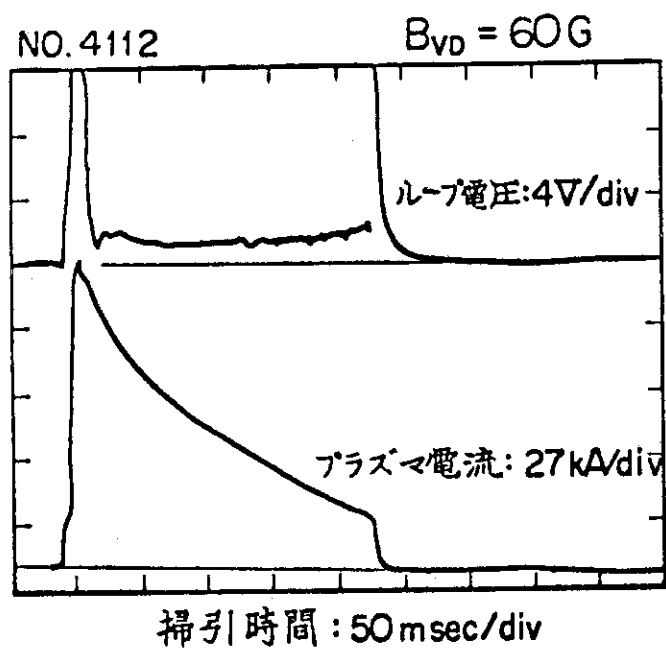
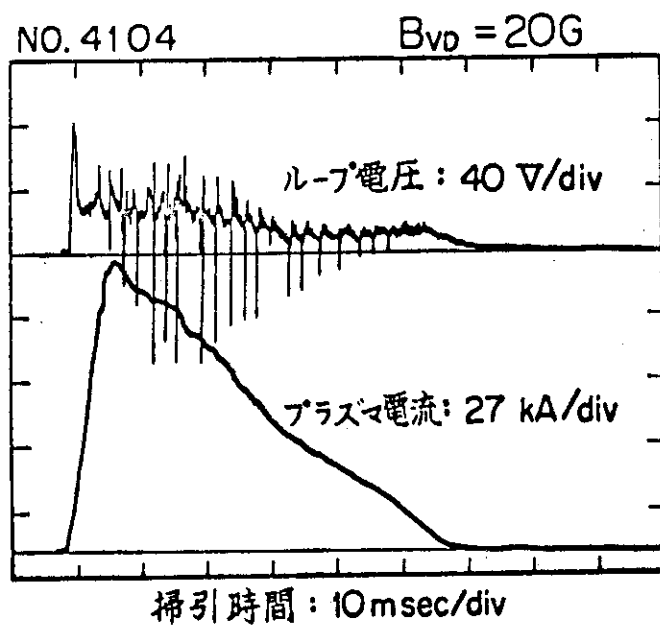
第 1 図



第 2 図

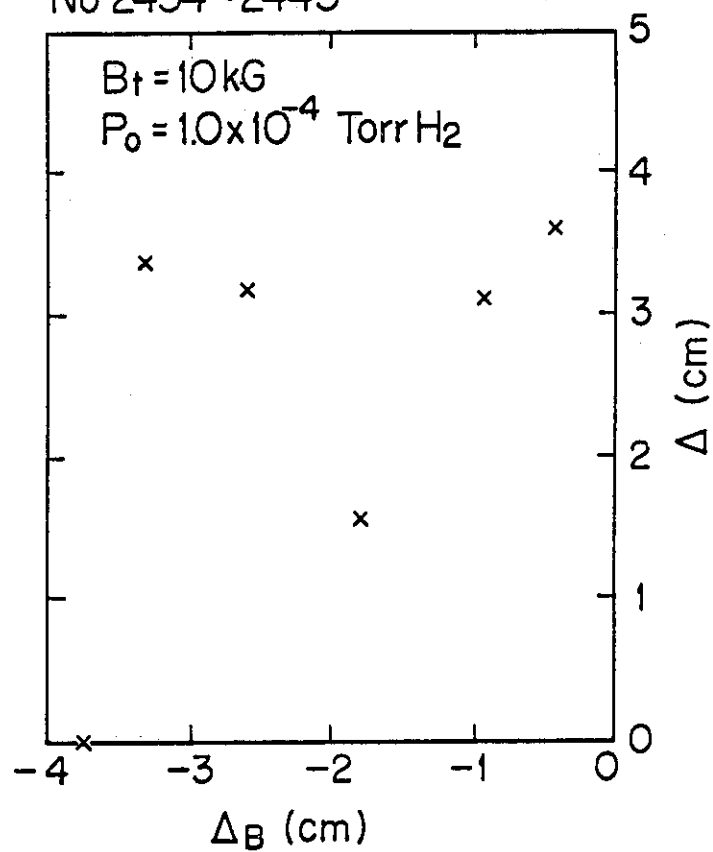


第 3 図



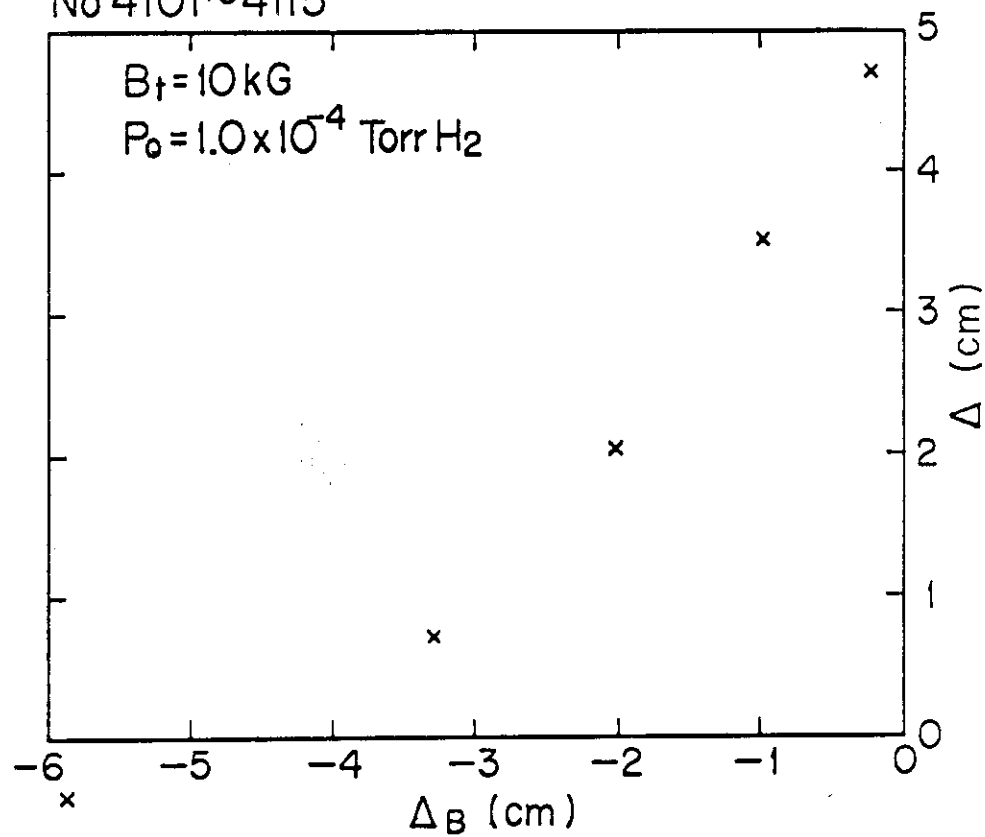
第 4 図

No 2434~2443

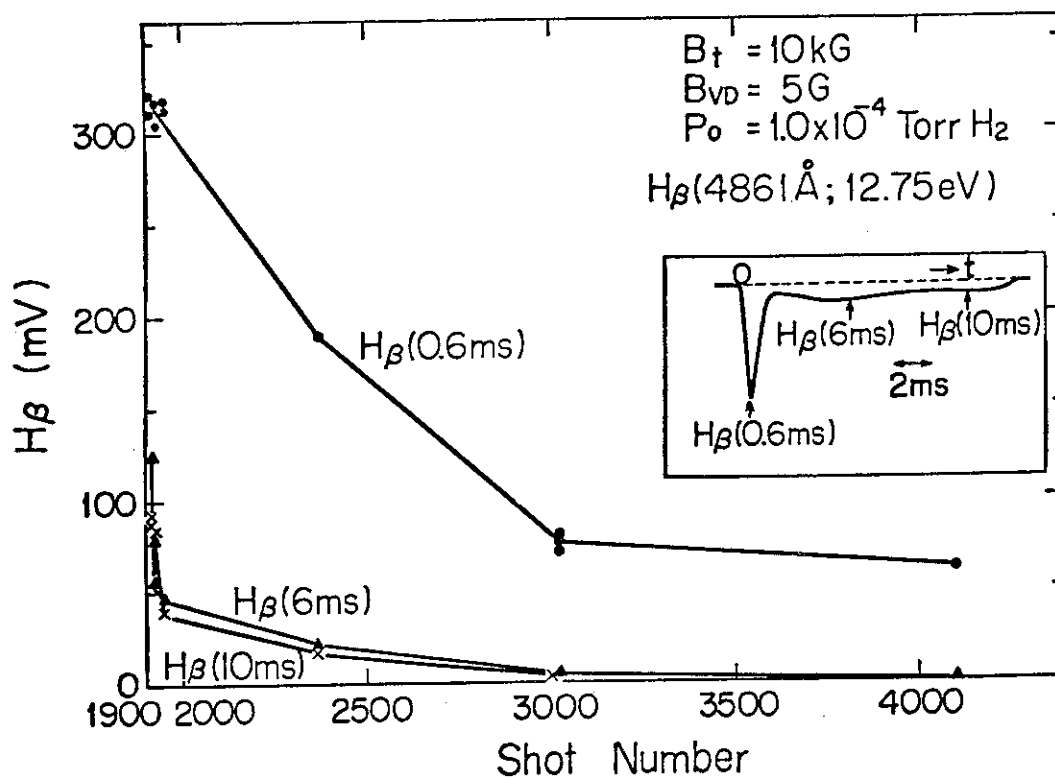


第 5 図

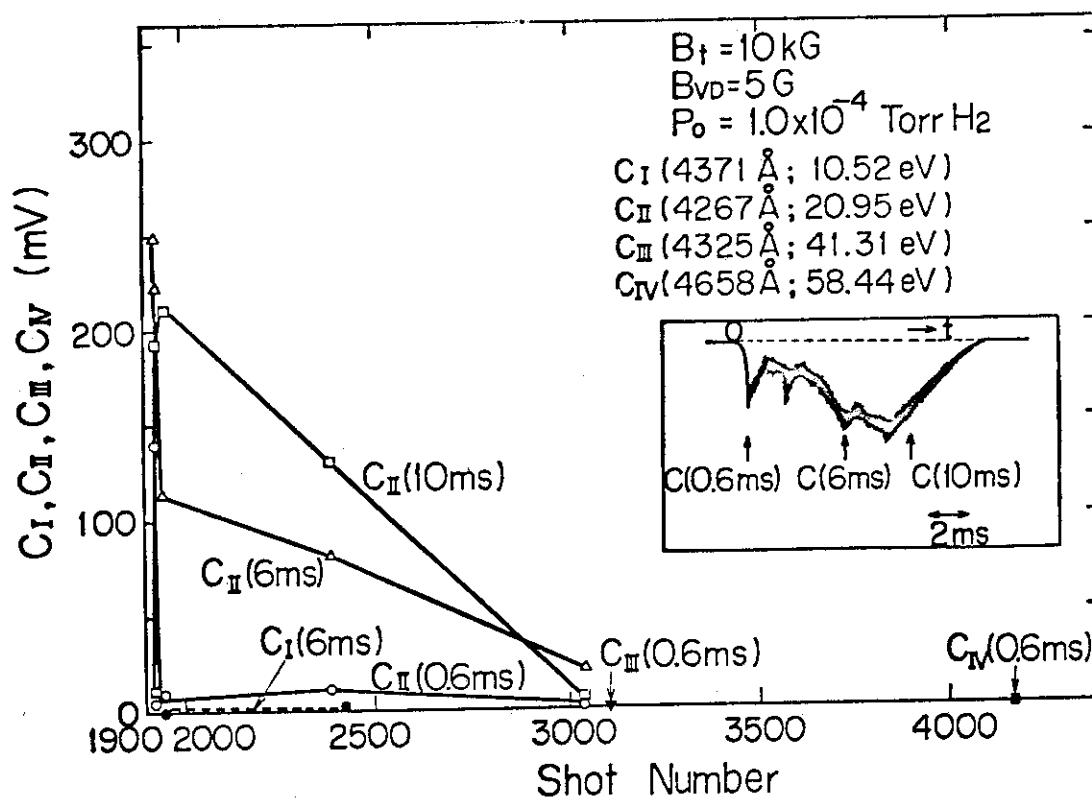
No 4101~4115



第 6 図

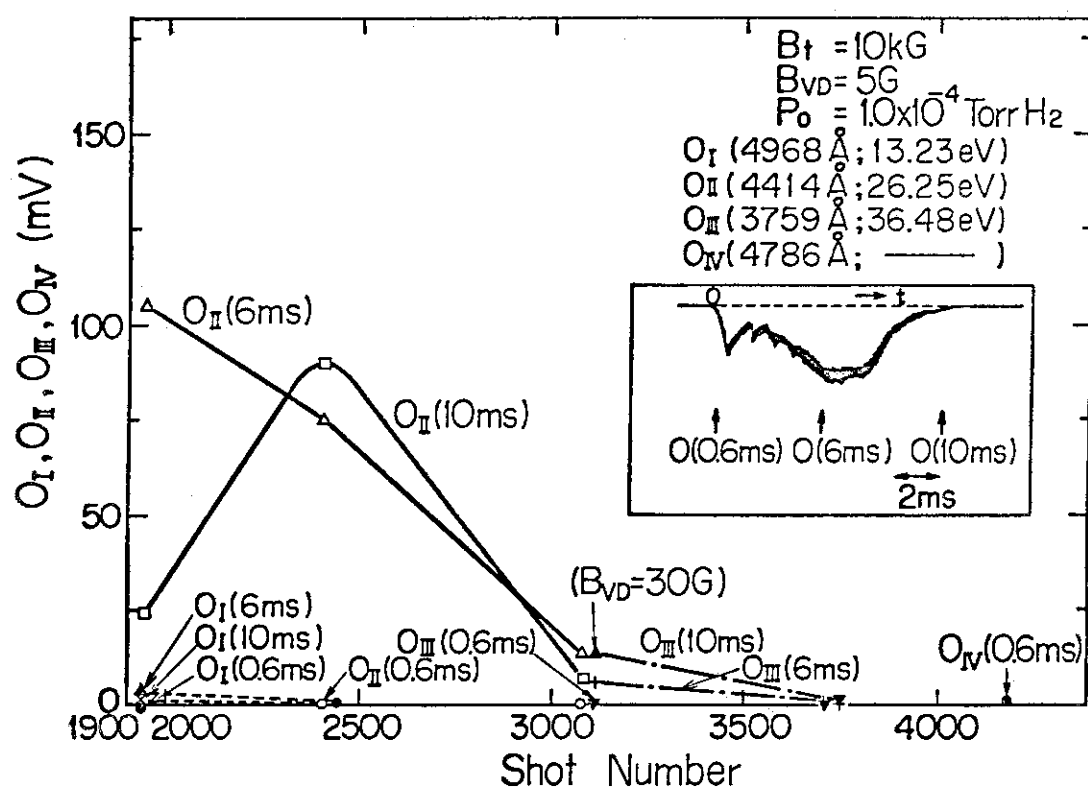


第 7 図

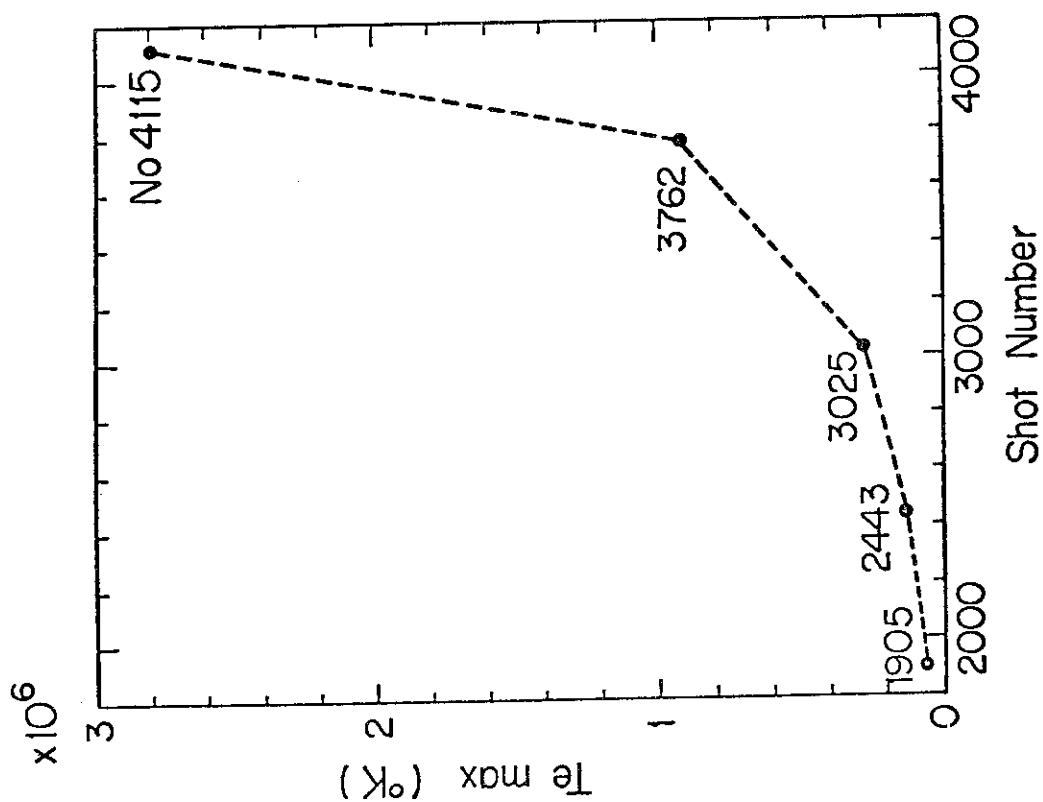


第 8 図

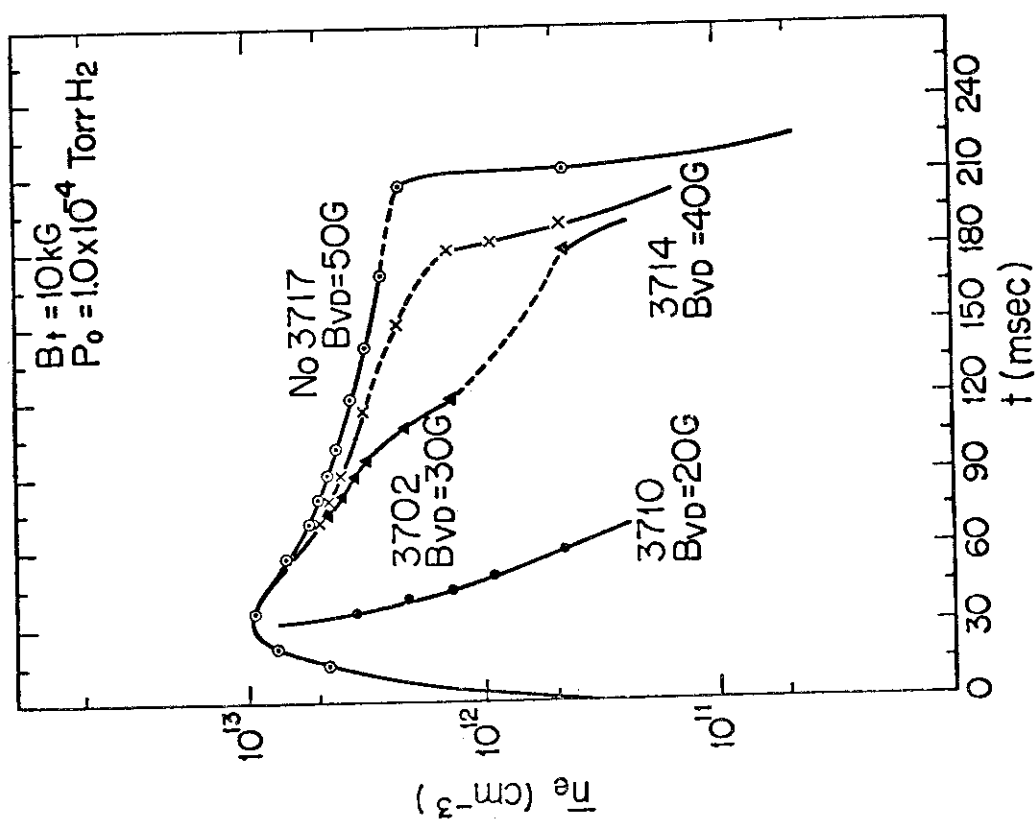




第 9 図



第 110 図



第 111 図

## 2. 小型トカマクの実験

東大工, 名大プラズマ研\*\*

松岡啓介, 井上信幸, 二瓶 仁, 末広忠輔

山崎耕造, 市村 真, 内田岱二郎,\*\* 西野治

## 1. 序

我々は, 小型トカマクを製作し, 現在最適実験条件を探すため色々な試みを行っている段階である。この装置では, 研究目的をプラズマの生成, 加熱及びトカマク配位を利用した runaway electron の発生, 増加の研究に焦点を合わせている。このため装置は比較的大きな one turn 電圧を持ち, ベータートロン磁場も可能である。トロイダル・コイルは放電管に直接巻いているので, ポートの所で30%のミラーが生じている。放電管断面が正方形である事とライナー及びリミターを付けていない事が通常のトカマクと異なる。

## 2. 実験装置

装置の概略図は, 第1図に示されている。

## 1) 放電管 (ステンレス)

$R = 15 \text{ cm}$ , 形断面:  $6 \times 6 \text{ cm}^2$ , 厚さ:  $3 \text{ mm}$

## 2) Shell (銅)

厚さ:  $3 \text{ mm}$

## 3) Toroidal coil

condenser bank  $10 \text{ kJ}$

$10 \text{ kG}$

$1/4$  周期:  $5 \text{ msec}$

空間的リップル (ミラー)  $30\%$

## 4) Joule coil

condenser bank  $15 \text{ kJ}$

|                                | 100 turn | 50 turn |
|--------------------------------|----------|---------|
| one turn 電圧 (V)                | 50       | 100     |
| $E_\theta$ (V/cm)              | 0.53     | 1.06    |
| $1/4$ 周期 ( $\mu \text{ sec}$ ) | 600      | 300     |

Joule coil のカバー (厚さ  $5 \text{ mm}$  の銅) と放電管とは, 第2図に示す様につながつている。このため漏洩フラックスが少なくなりプラズマとのカップリングが良くなる。

不整磁場の大きさ:  $20 \text{ G}$

\* 発表者 松岡啓介

## 5) 垂直磁場及びベータートロン磁場

コンデンサー放電を行い，立ち上り時間は 30, 90, 300, 900  $\mu\text{sec}$  の 4 種類可能である。

一方，ベータートロン磁場は， $n = \frac{R}{B} \frac{dB}{dR} = 0.6, 0.8, 1.1$  の 3 種類可能である。  
各々，約 25 G が最適の強さである。

## 6) 予備電離用ヒーター

electron emission を行う。

フィラメントは，壁から約 5 mm 放電管の内側に入っており，電子のドリフトは，放電管の中心に向っている。

放電管との電位差は 500 V，電流は 500 mA である。

Joule start で heater off.

## 7) リミター，ライナー，なし

リミターは取り付け可能である。

## 3. 実験結果

72 年秋の物理学会で報告したが，その後，実験条件が多少変化したので，学会前のデータと併せて報告する。

## 1) 物理学会前

実験条件

- a) 到達真空度 :  $2 \times 10^{-6}$  torr
- b) 垂直磁場なし
- c)  $D_2$  gas

結果は第 3 ~ 5 図に示されている。

第 3 図  $I_p \propto P_{D_2}$   
 $1 \times 10^{-3}$  torr にピークがある。

第 4 図  $I_p \propto B_T$

この結果とプローブによるプラズマ半径の測定結果 ( $\approx 2$  cm)

とから， $3 \lesssim q \lesssim 5$ ， $n_e \approx 6 \times 10^{13} / \text{cm}^3$  (電離度は高い) である。

第 5 図  $I_p \propto E_\theta$

Spitzer の式から  $T_e \approx 10$  eV である。

## 2) 物理学会後

実験条件

- a) 到達真空度 :  $5 \sim 6 \times 10^{-6}$  torr
- b) 垂直磁場あり
- c)  $H_2$  gas

垂直磁場の効果と X 線のエネルギーを測定した。

結果は，第 6 ~ 9 図に示されている。

第6図  $I_p \propto E_\theta$  , 垂直磁場なし

学会前後と  $I_p$  は大きくない。到達真空度が良くなるにつれて  $I_p$  は増大した。これは不純物の影響と考えられる。

第7図  $I_p \propto E_\theta$  , 垂直磁場 = 27 G

第8図  $I_p \propto E_\theta$  , ベータートロン磁場 = 25 G ,  $n = 0.6$

第9図 X線エネルギー

吸収法(アルミ箔とアルミ板)による測定

Runaway electron のエネルギー分布が分からないため, mono energy と仮定する事にすると, アルミ箔からは, 5.5 keV アルミ板からは 30 keV のX線エネルギーが得られる。これは, 多量の低エネルギー電子に少量の高エネルギー成分が含まれている事を定性的に示している。

#### 4. 今後行う事

1) 基本的パラメータ測定

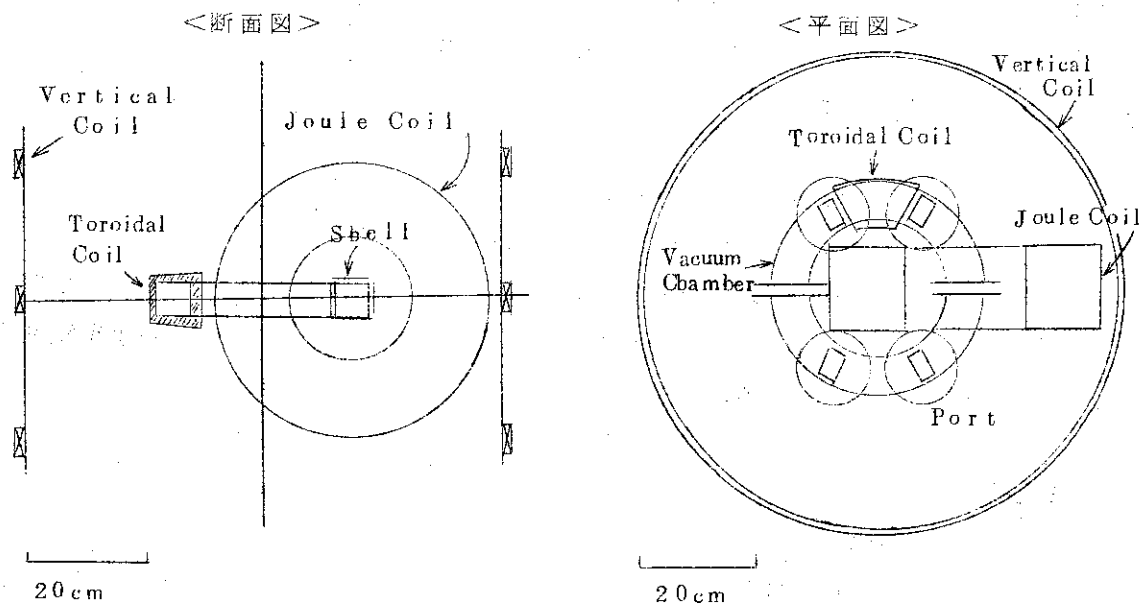
2) 垂直磁場をかけると  $6 \times 10^{-6}$  torr で放電する。この時に入射電子の量を増加すると, 300 A 程度のプラズマ電流が流れてX線の量が増加する事が分っているので, 入射電子の量を更に増加してみたい。

3) One-turn 電圧の上昇とトロイダル磁場の増加をはかる。

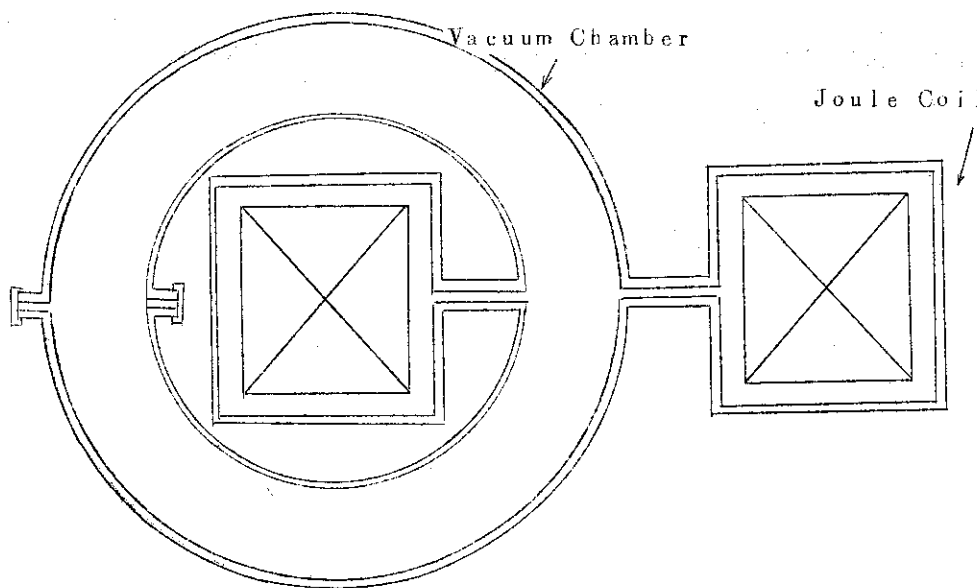
#### 5. 結 論

この時点では, 垂直磁場の効果は  $I_p$  を増大させる。到達真空度が以前の値に回復すれば, 即ち, 不純物が少なくなれば,  $I_p$  は更に増大するはずである。

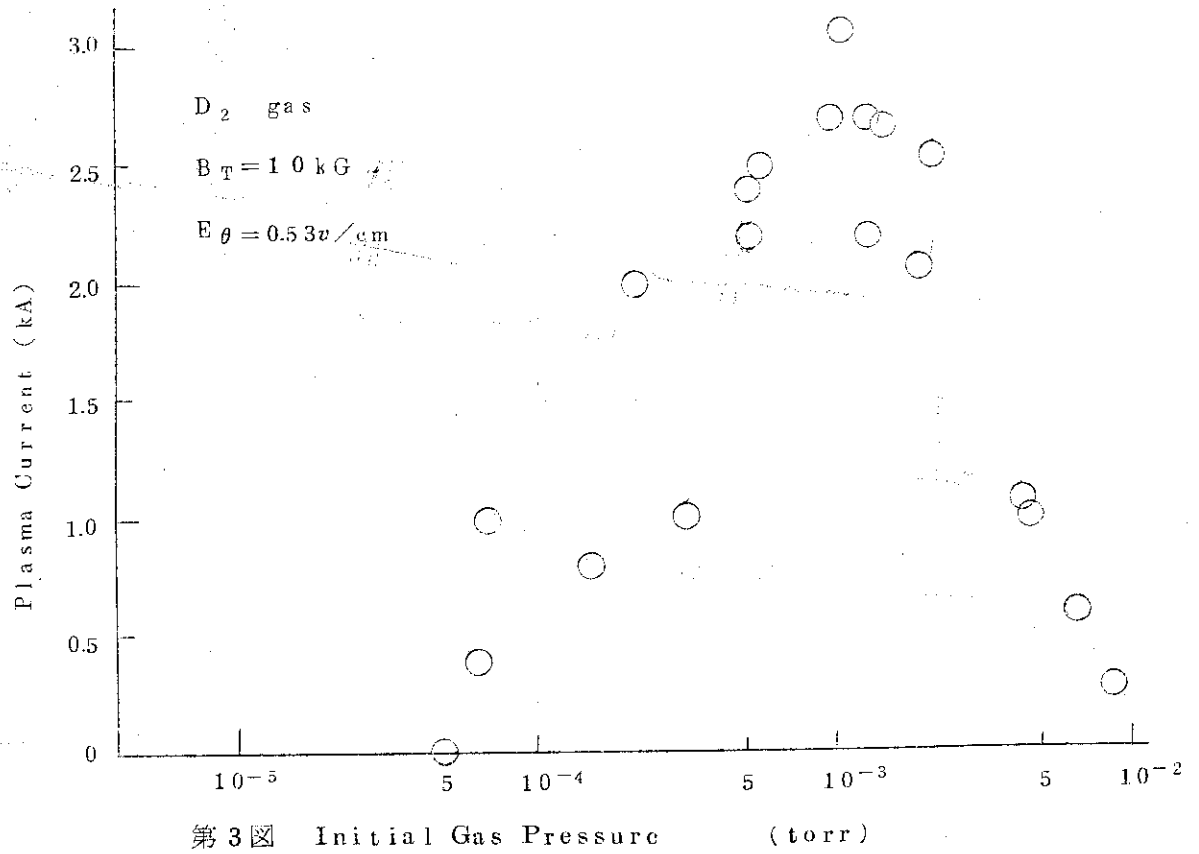
装置概略図



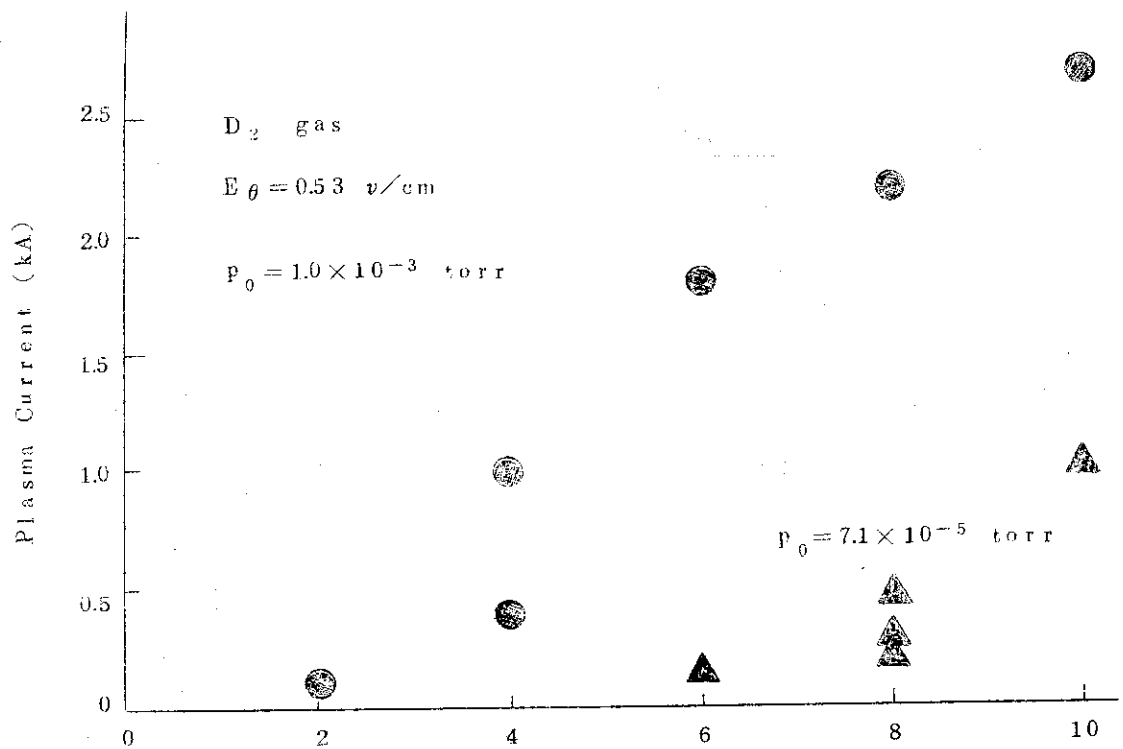
第 1 図



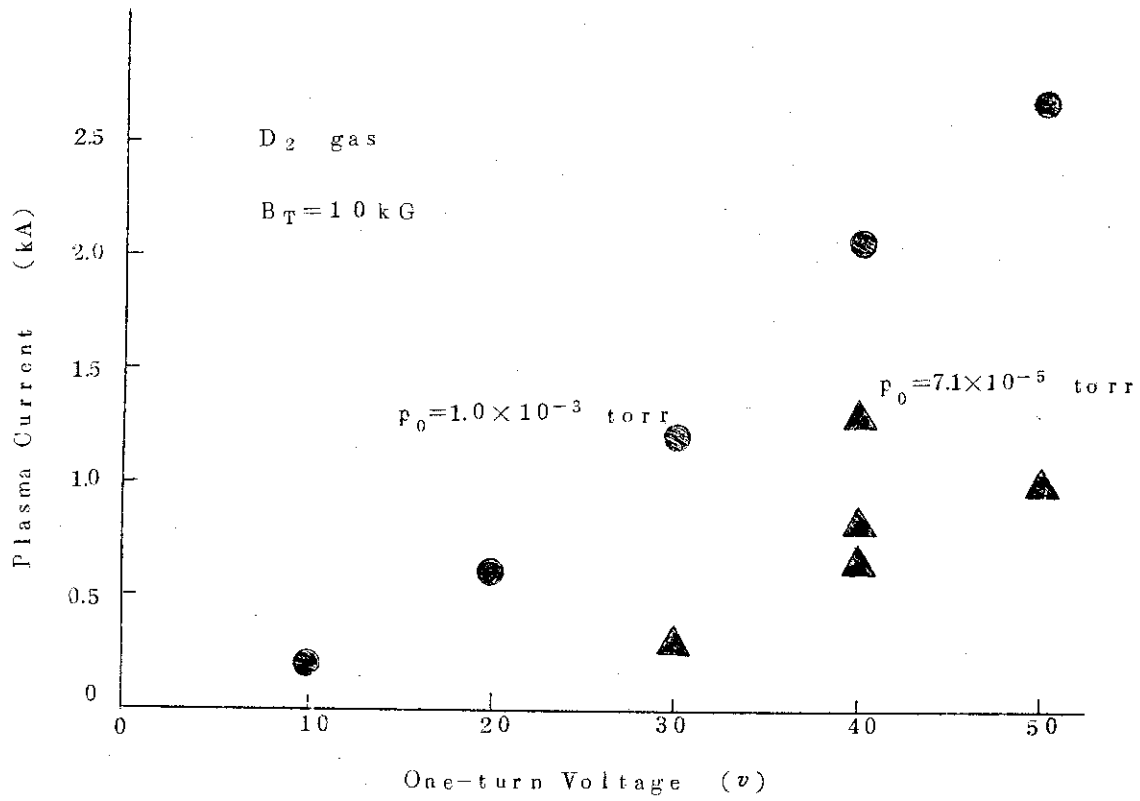
第 2 図



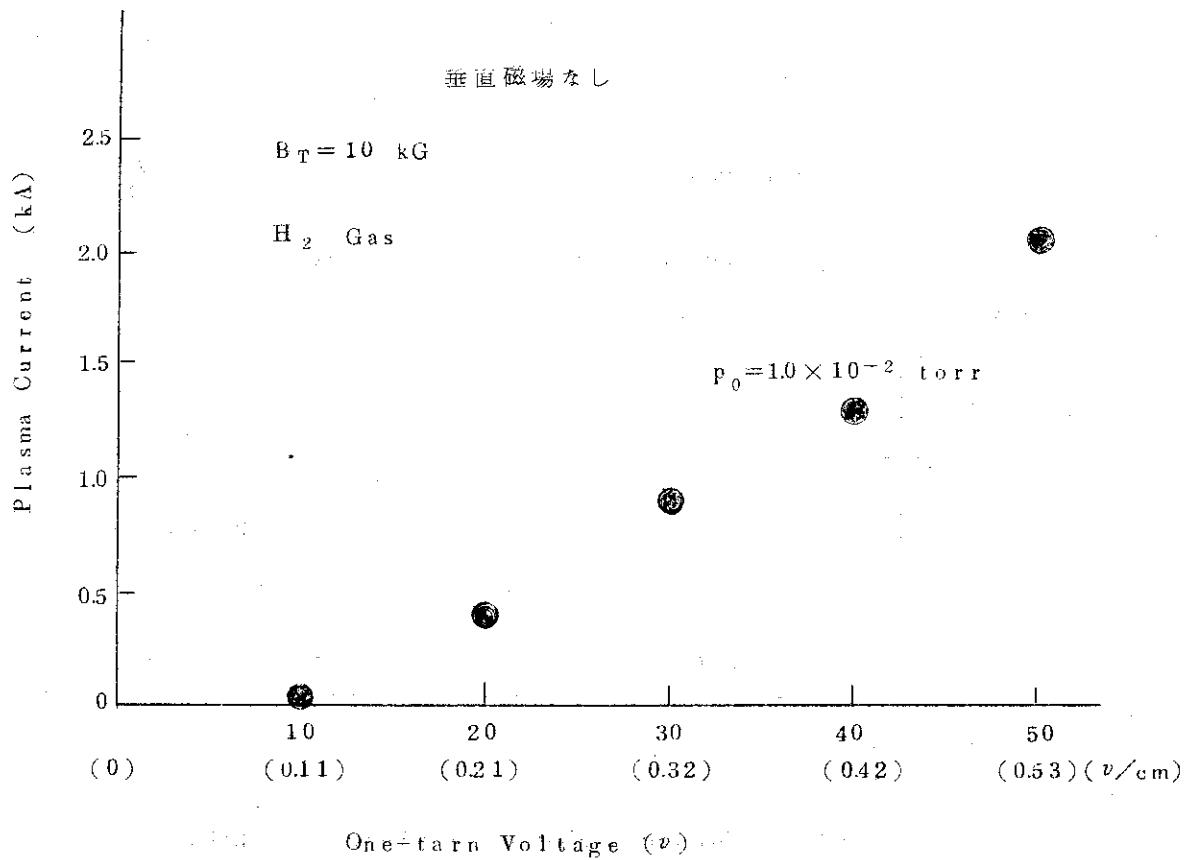
第3図 Initial Gas Pressure (torr)



第4図 Toroidal Magnetic Field (kG)

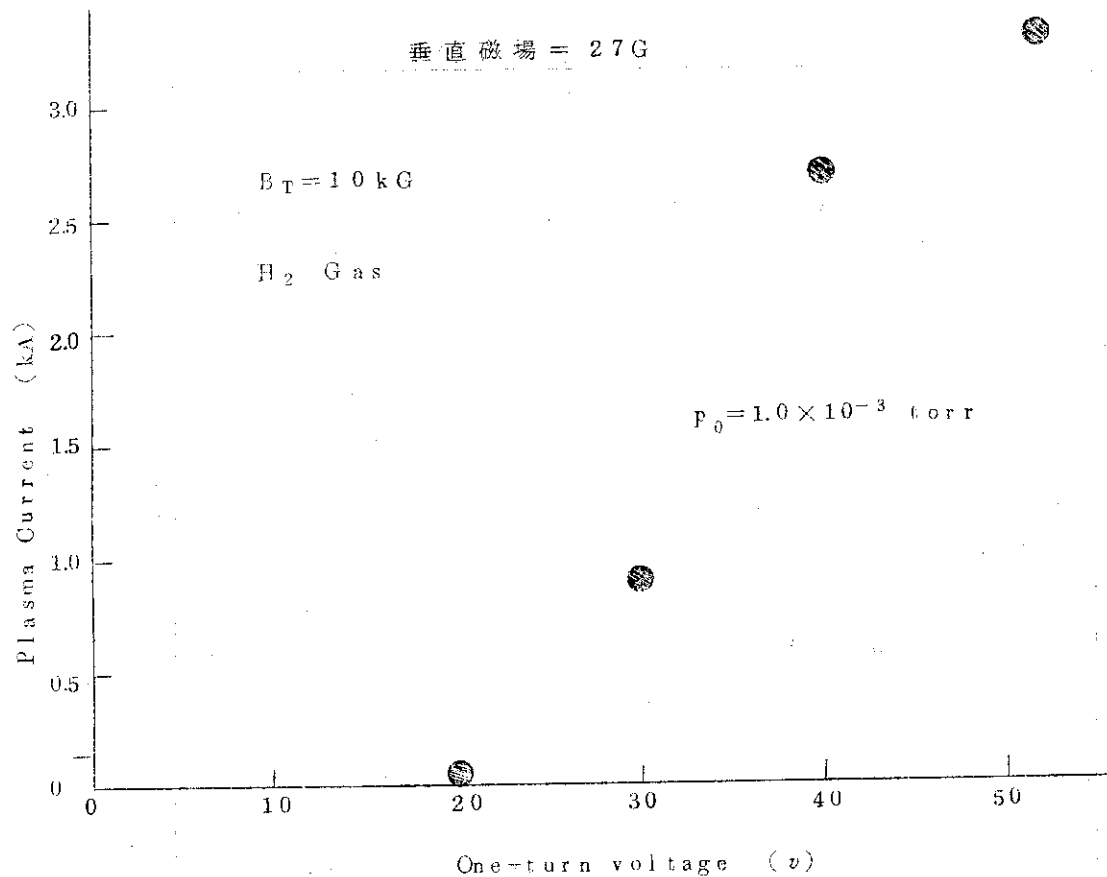


第 5 図

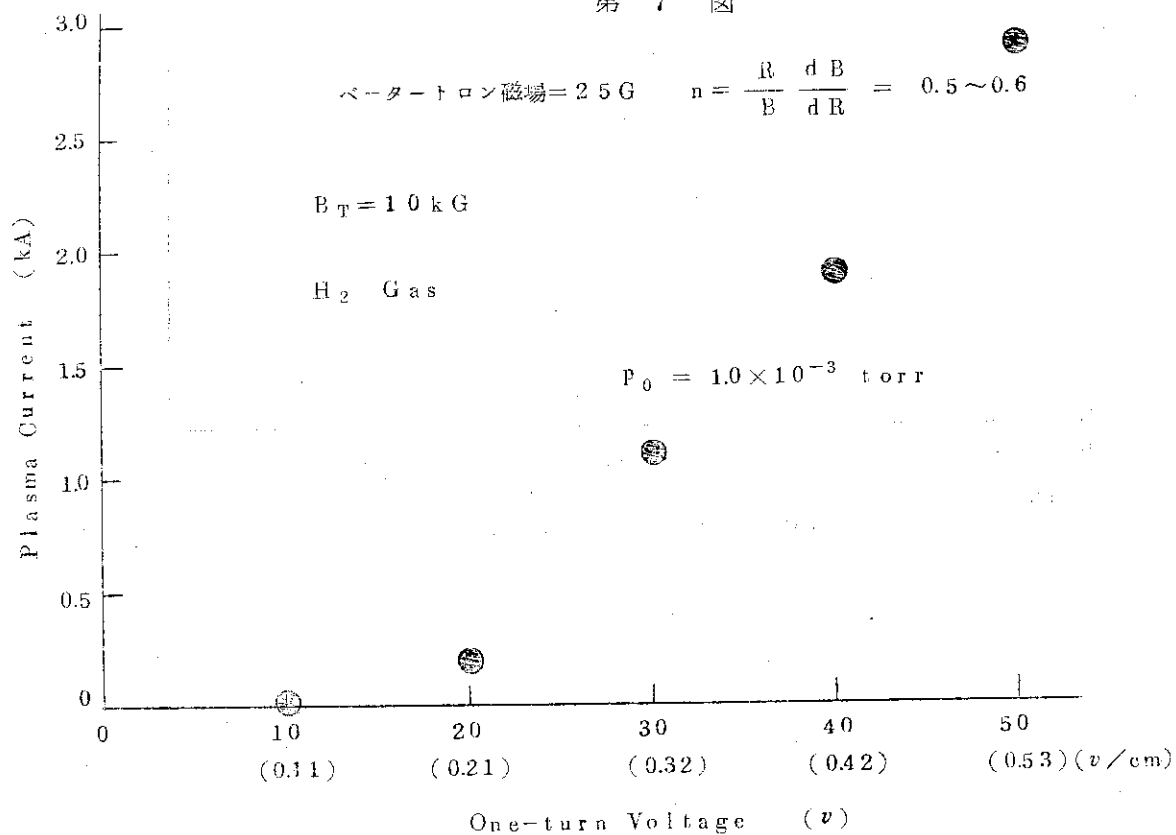


第 6 図





第 7 図



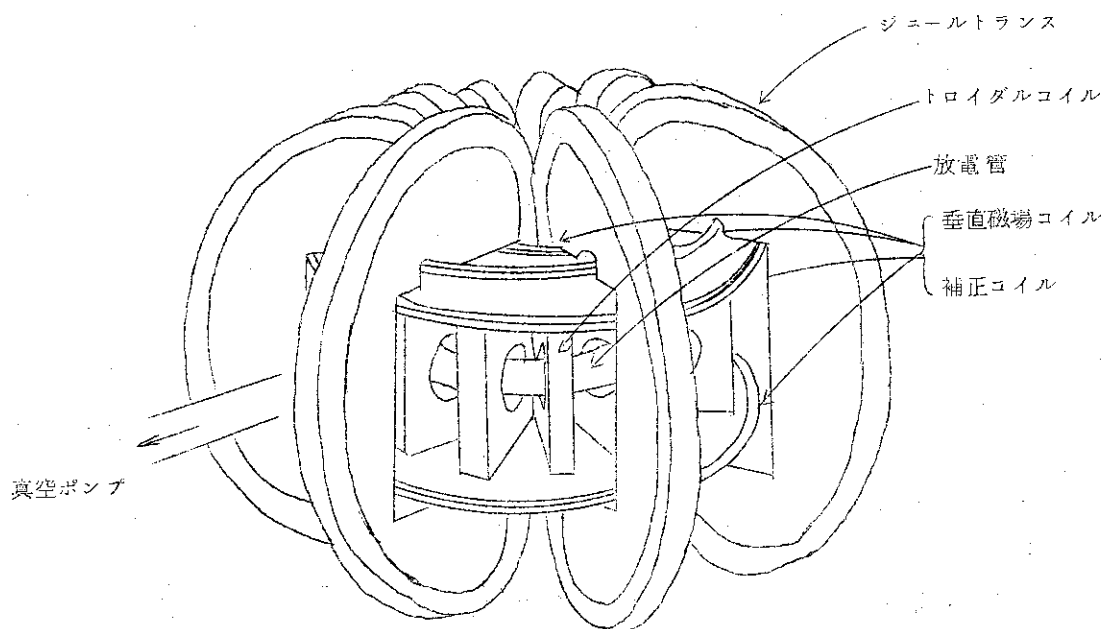
第 8 図



### 3. 小型トカマク "NOVA" におけるプラズマの平衡と振動解析<sup>\*</sup>

京大・工・理・養 "NOVA" グループ<sup>\*\*</sup>

#### 1. 装置の概要



第 1 図 "NOVA"

#### ○ 放電管

$R = 18 \text{ cm}$  ,  $r$  (放電管内径)  $= 2.5 \text{ cm}$  リミタ内径  $= 1.5 \text{ cm}$

バイレックス製 (シェル, ライナー なし)

#### ○ トロイダル磁場

最大磁束密度  $= 10 \text{ kG}$  ( $5 \text{ kV} \times 160 \mu\text{F} \times 4 : 8 \text{ kJ}$ )

コイル・内径  $10 \text{ cm} \phi$   $7.5 \text{ T/ユニット} \times 16 \text{ ユニット}$

$\frac{1}{4} \text{ T} = 6 \text{ msec}$  ( $160 \mu\text{F} \times 4$ ) クロバー付き

#### ○ ジュールトランス

鉄芯,  $9 \text{ cm}^2 \times 8 \text{ ユニット}$   $0.1 \text{ mm t}$  方向性ケイ素鋼板, 巻鉄芯

一次巻線:  $2.5 \text{ T}$  を鉄芯全周に一樣巻き

鉄芯容量  $\sim 0.015 \text{ V} \cdot \text{sec}$

#### ○ 垂直磁場コイル

$n < 0$  ,  $1 > n > 0$  の 2 組  $\left( n = - \frac{R}{B_v} \frac{dB_v}{dR} \right)$  ,  $10 \text{ T} \times 4$

<sup>\*</sup> 発表者 深尾正之

<sup>\*\*</sup> 西原宏, 白田弘, 久保照, 有賀誠一, 末満英俊, 畔道恭, 中村定男, 深尾正之, 湯山哲守

- 補正磁場コイル

トロイダルコイル外側(4隅)に  $1\text{ T} \times 4$  , 分路器を経てトロイダルコイルと直列接続。

- 真空排気系

4吋油拡散ポンプ1台 (排気ロケ所) 到達真空度  $\sim 3 \times 10^{-6}\text{ Torr}$

- リミタ

絶縁性(バイレックス製)リミタと導電性(ステンレス)リミタを用意, 1ヶ所

- 予備電離

RF ( $\sim 10\text{ MHz}$ )  $\sim 2\text{ kW}$

- プログラム制御

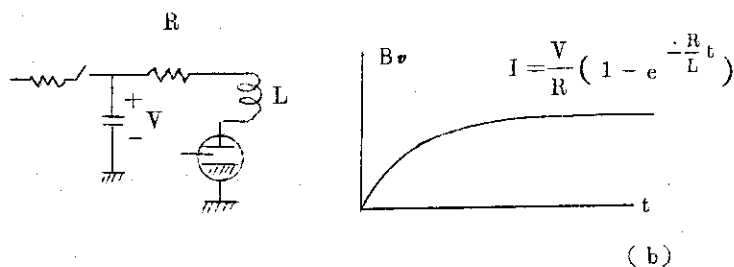
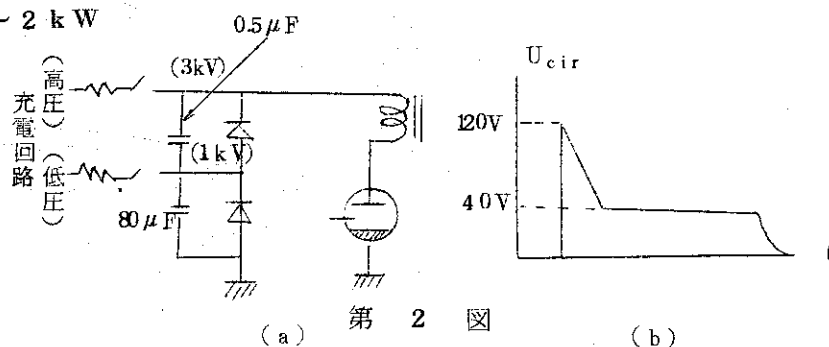
- a) ジュール電場

初期に高電圧を印加して点弧を容易にする。

- b) 垂直磁場

トロイダル電流の増加につれて垂直磁場を増大させる。

現在, より急な立ち上がりと最終値の増大を計画中。



第 3 図

## 2. 実験経過

- 47年2月に完成

- 当初ジュール電場は定電圧, 垂直磁界を定常としていた。

この時, 初期ガス圧  $10^{-2}\text{ Torr}$ , ( $\text{H}_2$ ),  $U_{\text{cir}} = 120\text{ V}$  でやっと点弧。

- 補正磁場を加えることにより, プラズマ電流は大巾に増加し, 初期圧, ジュール電場を下げて点弧。補正磁場に対するマッピングを行ない最適値を探す。  $P_0 = 4 \times 10^{-3}\text{ Torr}$ ,  $U_{\text{cir}} = 80\text{ V}$ , 垂直磁界を直流とする限り, 垂直磁界を増大するに伴ない点弧が困難となる。但し点弧した場合に流れる電流は増加した。電流は  $q_a = 5$  で制限された。(47年春の分科会)

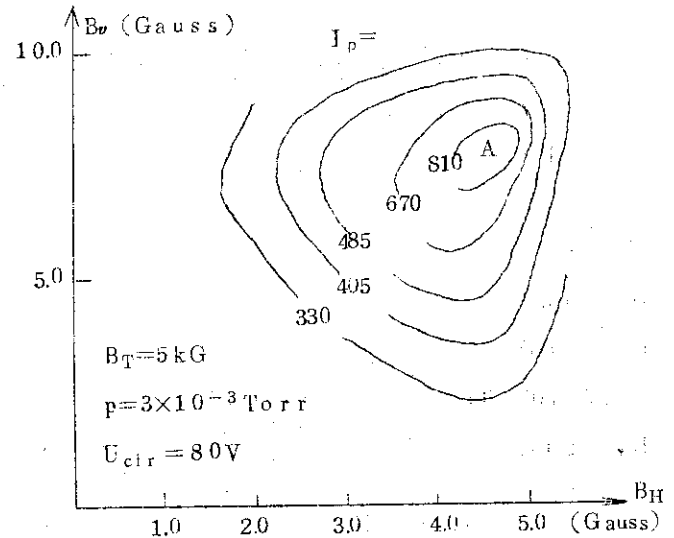
- その後, 点弧を容易ならしめる為にジュール電場のプログラム化を行ない, 垂直磁場もプログラム化した。その結果,  $P_0 = 2.5 \times 10^{-3}\text{ Torr}$ ,  $U_{\text{cir}} = 40\text{ V}$  でも, 安定した点弧が得られる様になり, プラズマ電流は垂直磁界に比例して増大している。現在, 垂直磁界の電源容量の関係でプラズマ電流の上限は判っていないが,  $q_a$  は4程度までは増えている。

(現状)

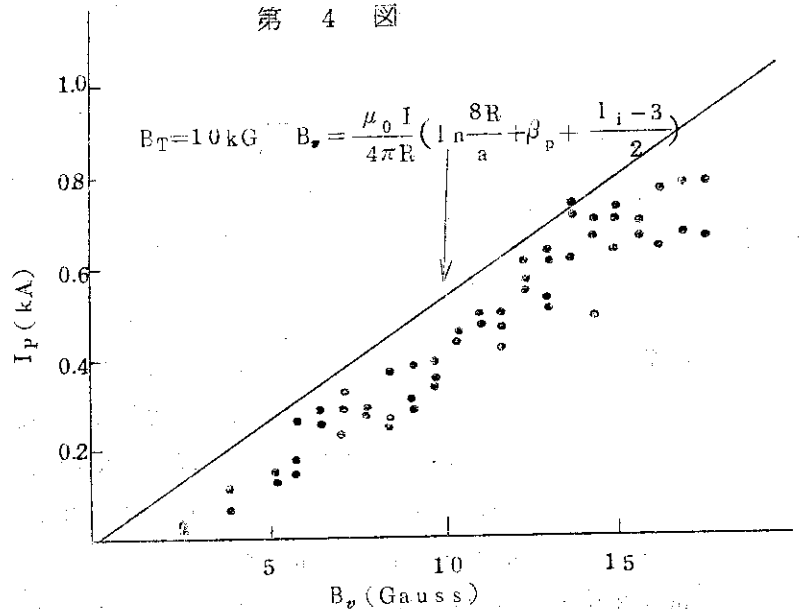
- 初期ガス圧  $2.5 \times 10^{-3}$  Torr ( $H_e$ ) ,
- 最大プラズマ電流  $1.0 \text{ kA}$  ( $U_{cir} = 40 \text{ V}$ ,  $B_T = 6 \text{ kG}$ )  
 $\rightarrow (T_e \cong 10 \text{ eV}$  (プラズマ導電率より),  $q \cong 4$ )

### 3. プラズマの平衡

- シェルがないので漏洩磁場、磁場の不整がプラズマの平衡に極めて鋭敏に効いている。第4図に補正磁場  $B_H$  と垂直磁場を変えた時のプラズマ電流  $I_p$  の大きさを示す。
- ジュールトランスからの漏洩磁束は、放電管上で最大  $0.3 \text{ Gauss}$  ( $U_{cir}$  が一定の間) で巻鉄芯構造と一次巻線を全周に巻いたことが有効であったことを示している。
- $B_V$  の値 (最終値) を変化させた場合のプラズマ電流 ( $I_p$ ) の最大値をプロットしたものが第5図である。図中の直線は Shellなしの場合の Shafranov の理論値である (Joule トランスのコアの影響は考慮していない) 勾配は良く一致している。ずれの値は先に述べた Joule トランスからの漏洩よりは大きい トロイダルコイルの不整によるものであろう。これは  $B_T$  の方向を逆転すれば check できるが、この程度の値を求めるに十分な実験はまだ行なっていない。



第 4 図

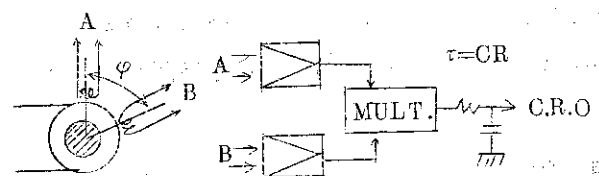


第 5 図

### 4. search coil による振動の解析

- $I_p$  および  $U_{cir}$  に現われる約  $100 \text{ KHz}$  の振動を解析するために小半径に沿う角度相関の測定を行なった。測定は第6図に示す様に2つのコイルの信号を増巾後、積をとり平均化した。

$$P(\varphi, t) \equiv \frac{1}{\Delta t} \int_{t-\Delta t}^t f(\theta, \tau) f(\theta - \varphi, \tau) d\tau \quad (1)$$



第 6 図

$$f(\theta, t) \equiv \sum_{m=0}^{\infty} C_m(t) \cos(m\theta - \omega_m t - \alpha_m) \quad (2)$$

$$P(\varphi, t) = \sum_{m=0}^{\infty} |C_m(t)|^2 \cos m\varphi \quad (3)$$

$$\text{故に, } |C_m(t)|^2 = \int_0^{2\pi} d\varphi P(\varphi, t) \cos m\varphi \cong \sum_n \Delta\varphi P(n\Delta\varphi, t) \cos mn\Delta\varphi \quad (4)$$

測定は  $15^\circ$  毎に 12 点, 1 点毎に 3 回の放電を行ない(4)式によってフーリエ解析を行なった。

放電条件

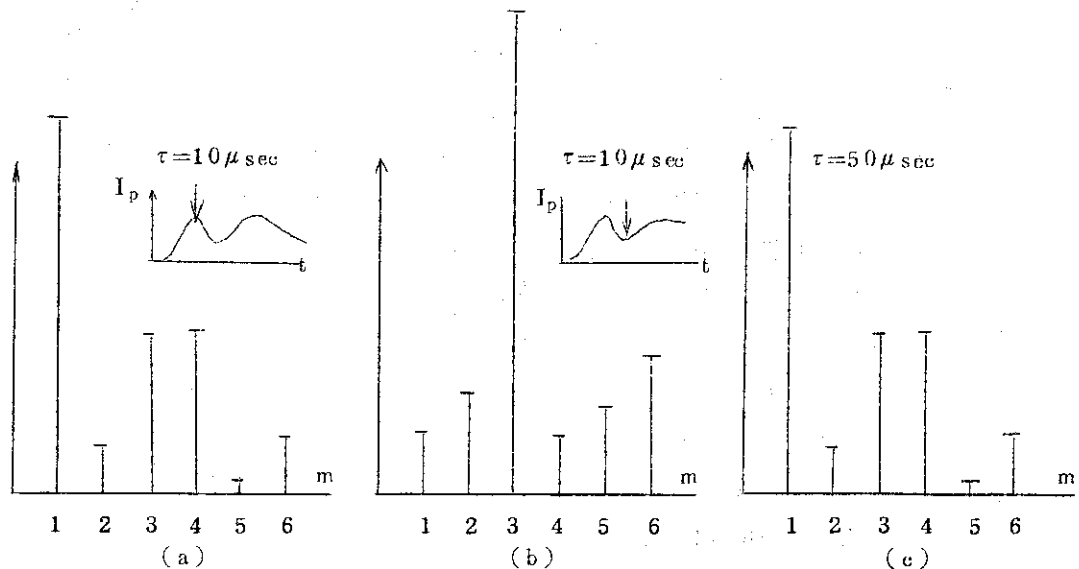
$B_T = 6 \text{ kG}$

$U_{\text{cir}} = 40 \text{ V}$

$p = 27 \times 10^{-3} \text{ Torr}$

$B_V = 11 \text{ G}$

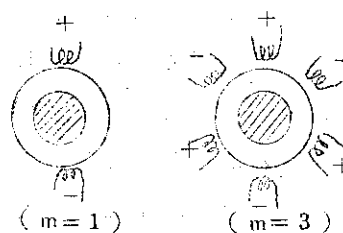
$B_V$  は  $I_p$  が大きいという条件よりも再現性のよい点を選んだ。



第 7 図

第 7 図はフーリエ解析の結果であるが, 測定点の選び方に若干問題があって, 最終的な結論ではないが,  $m=1$  と  $3$  に大きな値が生じている。

- 別の方法として第 8 図に示すコイル群によって振動を抽出した。(  $m=1$  ) のコイルでは  $m=1, 3, 5 \dots$  の mode が受信され, (  $m=3$  ) のコイルでは  $m=3, 9, 15 \dots$  の mode が受信されるが  $m=1, 2$  は受信されない。



第 8 図

## 5. 光の観測

- S.T.L. による streak 観測, 上下に mirror をおいて 3 ch の stereo 写真を撮った。
- S.T.L. によってリミタの駒撮り写真をとった。
- 簡単なプリズム分光器によって時間積分された光の分光測定を行なった。

## 6. 結果

S.T.L. による streak 写真の結果を中心に, これまでに明らかになった点を列挙する。

第9図に各信号を示す。これらの各信号はすべてが同時観測されたわけではないのでdetailは対応しない。

便宜的に4つのphaseに分ける。

(phase I)

- break down はRの小さい部分からはじまりリミター内径まで拡っている。  
( $m=1$ ) search coilの初めの立ち上りはこれに対応している。

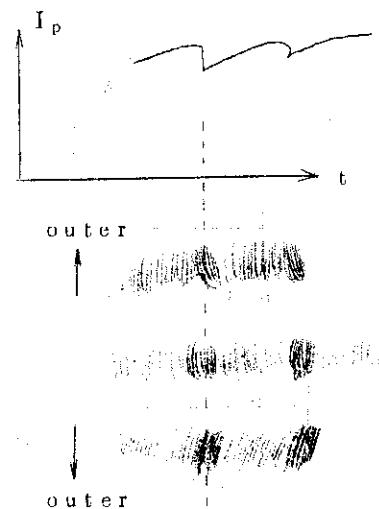
(phase II)

- S.T.L では $m=2\sim 3$ と思われる小さな縞模様が観測される。(  $m=1$  ) (  $m=3$  ) の信号でも(  $m=1$  )の信号が大きくなる以前に(  $m=3$  )で信号が出ている。4.で述べた $m=3$ が大きく現われるのもこのphase である。

(phase III)

- S.T.L ではrelaxation oscillationが観測され(  $m=1$  )の信号も大きくなる。  
光は内側から外側にゆっくり進み、リミターに当る時に強く発光する。その後再び内側に光る部分が形成される。

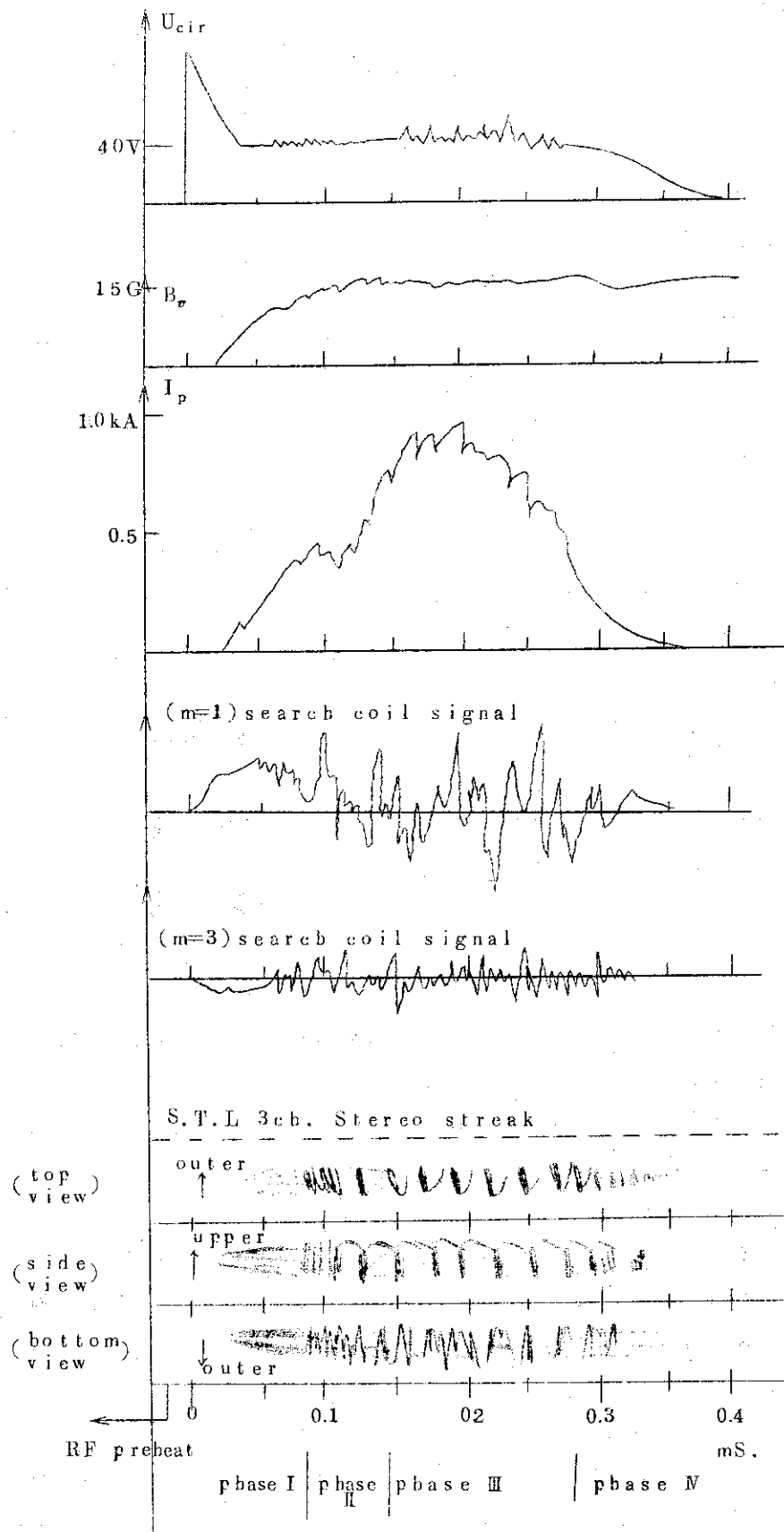
$I_p$  との対応は、小刻みの振動波形と第10図のようになる。



第 10 図

現象論的には $I_p$ の増大に伴ってプラズマリングの半径が拡がり、リミターに衝突して強い発光をし、電流が急激に減少し、再び電流が増大しはじめる。

- $B_v$  が小さい場合はこの振動の周期は短い。 $B_v$  の増大と共に周期は長くなり、電流の絶対値は大きくなって、光の量も増える。
- $B_T$  の小さい時は周期が短かく、電流の増加の勾配が急になる。  
又、発光する部分がリミター内径よりも拡がり、周期が不規則になる傾向がある。  
 $B_T$  を増大すると(4 kG)、周期は規則的になり、発光の明暗のコントラストが強くなる。更に増大すると(8 kG以上)放電の初期の振動がおさまったのち光に変動が現われなくなり、 $I_p$ の波形もスムーズになる。
- $U_{cir}$  を増大させると振動の周期は短くなり、電流の増加の勾配が急になる。
- リミターに衝突した時には不純物が大量に放出されることを予想して、プリズム分光器+S.T.Lで分光の時間変化の測定を試みたが、光量不足で測定できなかった。分光の時間積分値を乾板で観測した結果は $He^0$ のラインのみで $He^+$ 、不純物のlineは検出されなかった。



第 9 図



(phase IV)

- 。 ジュールトランスからの leakage flux によってプラズマはなくなる。
- 。 プラズマ電流は  $B_T$  の弱い時の方が遅くまで流れている。(原因不明)

## 7. その他

- 。  $U_{cir} = 40 \text{ V}$ ,  $I_p = 1.0 \text{ kA}$  から求めた電子温度は  $10 \text{ eV}$  ( $\eta = 2.5 \times 10^{-3} \text{ ohm-cm}$ )
- 。 振動の周期を  $100 \text{ kHz}$  として skin depth を求めると

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 2.5 \times 10^{-3} \text{ ohm-cm} \\ &= 2.5 \times 10^{-5} \text{ ohm-m} \end{aligned} \right) \rightarrow d = \sqrt{\frac{2\eta}{\omega\mu_0}} = 8 \text{ mm}$$

Spitzer に従って  $\eta/\eta_{\perp} = 0.295$  を用いると  $d = 15 \text{ mm}$  となる。

従って 6. で述べた  $100 \text{ kHz}$  程度の振動に関しては表皮効果が効いており、プラズマ柱全体が R 方向に大きく振動しているとは見るわけにはいかない。勿論、 $I_p$  の大きな変化の周期は  $100 \mu \text{ sec}$  のオーダーであるから、磁場とプラズマの平衡は準定常的な状態にあるとしてよい。

- 。 結論的には我々の "NOVA" の様に、Shell による安定化のない装置では  $B_V$  の定常値と共に、電流が増加しつつある過渡的な時にも、常に平衡を留意して、 $B_V$  のプログラム化を精密に行なう必要がある。或いは帰還制御が必要かもしれない。又、現在 NOVA は  $U_{cir}$  を一定にするためにジュール回路は低インダクタンスの回路になっているが、インダクタンスを附加すれば、この種の relaxation oscillation に影響を与えるものと思われる。

## IV トカマク実験の計画と予備実験

## 1. ハイブリッド磁界配位を用いるプラズマ保持\*

名大工 奥田孝美 田中裕二 松井昭朗

## 1 まえがき

ここにいうハイブリッド磁界配位はプラズマ電流による自己磁界と外部導体あるいはコイルによる外部磁界の組合せをいう。この意味では、外部磁界が単純なトーラス磁界とわずかの垂直磁界の組合せのトカマクはハイブリッド磁界配位の簡単な一形式である。垂直磁界の代わりにヘリカル磁界、マルチポール磁界およびヨッフエ磁界を用いることが考えられる。

これらはトカマクの平衡、安定性あるいはこれらに関連する限界 $\beta$ 値の改善の方法として、導体壁の変形による改善の方法とあいまって今後の重要課題である。しかし導体シェルの存在が融合炉の実現に大きい障害をなすという見地から、外部磁界の付加によってその除去が可能となればその有用性は極めて大きい。

導体シェルをもつトカマクにおける外部磁界の付加の効果については次の事項が考えられる。

(a) 垂直方向の変位に関する平衡位置のグロス安定性<sup>(1)</sup>

第1図に示すように垂直磁界と二極のヨッフエ磁界の組合せによって垂直磁界の力線が彎曲する。解析<sup>(2)</sup>の結果によれば対称軸に向って凹となるような場合には垂直方向の変位に対して安定である。すなわち、

$$\kappa = \frac{1}{B_{\perp}} \frac{\partial B_{\perp}}{\partial R} < 0$$

(b) 水平方向の変位に関する平衡位置のグロス安定性<sup>(1)</sup>

解析によれば、<sup>(3)</sup>この場合の安定性は次式の条件で得られる：

$$R\kappa > -\frac{3}{2}$$

(c) 磁気面の変形<sup>(1)</sup>

第2図に示すように三極のヨッフエ磁界コイルを用いると垂直磁界の力線はいろいろの曲率を持つようになり、また図示するような磁気面の変形が起こる。

(d) 磁気リミッタ<sup>(4)</sup>

第3図のように導体シェルの内側に二極のマルチポール導体をおくことによってセパトリックスを作るとその内側で閉じた磁気面を得、外側のプラズマは壁へ逃げて磁気リミッタの役を果たす。またトーラスシフトはマルチポールの存在で $\epsilon = a/R$  ( $a$ : プラズマ半径,  $R$ はトーラス大半径)のオーダーまで影響されない。

(e) トーラス大半径方向の断熱圧縮<sup>(5)</sup>

プリンストン大学のATC計画における外部磁界による大半径の内方への磁気面の移動では上述(a)および(b)における平衡位置の安定性に関する垂直磁界の力線の彎曲の正確な評

\* 発表者 奥田孝美

価が必要である。Greene ら<sup>(5)</sup>はこの計算を行い、垂直磁界の表現を与えている。

以上は導体シェルを有するトカマクに対する外部磁界の効果の概要を示したものであるが、導体シェルを有しないトカマクの平衡についての議論がなされ<sup>(6)</sup>また、垂直磁界の精密なプログラミングの方法で実現しようとする試みもある。<sup>(7)(8)</sup> Jukes ら<sup>(6)</sup>の論文では変形断面の問題も扱っているが、外部磁界による導体シェルのない平衡に関しては均一電流密度を仮定し、圧力が磁束の流れ関数  $\psi$  の 1 次関数であると仮定して、外部の  $\psi$  とプラズマの  $\psi$  の接続で展開係数を決定する方法によって必要な垂直磁界の表現を得た。

## 2 ハイブリッド磁界配位の特長

導体シェルをもつトカマクに外部磁界を付加して構成される配位の利点のうち磁気面の変形および磁気リミッタ効果はトカマクの改善上重要である。しかし前述した導体シェルのないトカマクの実現は融合炉の見地から強く要請される重要な課題である。ここで Jukes ら<sup>(6)</sup>の導体シェルをもたないトカマク形配位の垂直磁界による平衡の解析を一般化する必要がある。

以下このようなハイブリッド磁界配位の予想される特徴を列挙しよう。

- (a) 導体シェルの除去の可能性。
- (b) ダイバータおよびインジェクタの操着の容易さ。とくにダイバータの融合炉における役割は予想以上の重要性を持ち、その実現の成否に関わるともいえる。そのための磁界構成が容易であることは外部磁界をもつ系の特長である。
- (c) 磁気リミッタの役割をもつこと。現用の金属リミッタは適当でない。
- (d) 磁気面の変形。実効的な安全係数  $q$  を大きくすることができ安定性が改善される。
- (e) 平衡位置のグロス安定性の改善。垂直磁界の力線の曲率の適正化ができる。
- (f) 電流分布の制御。付加される外部磁界によって閉じた磁気面内の電流分布がきまることが予想される。これと関連する MHD 不安定性の抑制が可能となろう。
- (g) シャの増加。フルートおよびドリフト不安定性に対する抑制力が強くなる。
- (h) プラズマ電流の成長過程に適應した外部磁界の制御の必要性。トカマクにおける垂直磁界の制御と事情は同じである。

## 3 ハイブリッド磁界配位の分類

ここでは対称性をもつ配位に限るとし、ヘリカル磁界を付加する、ステラレータとトカマクのハイブリッド形式を対象としない。この配位の検討はプラズマ研究所の宮本ら<sup>(9)</sup>によって行われた。

第 4 図に対称性をもつ各種の配位の構成のための外部導体の配置の例を示す。同一円周上に等間隔においた導体のうち点線で結んだ導体は垂直磁界を作るためのもので、残りの導体には図示のような方向の電流を流す。以下順を追って説明しよう。図中の記号  $I_p$  はプラズマ電流、 $I$  は外部導体電流、 $I_z$  は垂直磁界用導体電流である。また  $\ell$  はトーラスシフト、 $\kappa$  は垂直磁界の力線の曲率、 $\beta$  はベータ値、 $s$  は安定性を示し、それぞれの場合の各電流の作る磁界の果たす改善の役割を表わす。

- (a) 無導体シェル形。ここでは  $I_p > I_z > I$  で、Greene ら<sup>(5)</sup>の対象したもので、 $\kappa \times \text{円}$

形磁気面をもつが主としてATCトカマクの基礎となっている。

- (b) マルチポール形。(1)はクワドラポール、(2)はオクタポールで、いずれも磁気面は変形され、我々の考察の対象となるものである。
- (c) ヨッフエ形。 $I_p > I = I_z$  の場合に実現され磁気面は楕円形となることが後の我々の計算で明らかとなる。
- (d) ティアドロップ形。 $I_p = I_z \gg I$  の場合にセパトリックスをもつ配位を得るが、導体シェルのない場合には実現が困難であることが解析の結果判った。
- (e) 電流マルチポール形。四導体については  $I_p = I$  とし二導体には  $2I$  を流すことによって双子形磁気面を作ることができる。

#### 4 直線ハイブリッド磁界配位の平衡の一般的考察

計算の容易な直線状系について磁束の流れ関数に関する一次近似と、プラズマ境界のフーリエ展開の方法によって磁気面と電流密度分布の外部磁界依存性が吟味される。ここでは例としてマルチポール形、ヨッフエ形およびティアドロップ形の三種類の場について磁気面を計算した。

円筒座標  $(r, \theta, z)$  でMHD平衡方程式は圧力を  $p$ 、電流密度を  $\mathbf{J}$ 、磁界を  $\mathbf{B}$  として

$$\nabla p = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (1)$$

並進対称で  $\partial/\partial z = 0$  となるから、磁束の流れ関数  $\Psi$  を導入して次式を得る。

$$\nabla^2 \Psi \equiv \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \theta^2} = -j_z(\Psi) \quad (2)$$

$$\text{ここに} \quad j_z = p'(\Psi) + I(\Psi) I'(\Psi) \quad (3)$$

ただし  $I$  は電流の流れ関数で  $p$  とともに  $\Psi$  の関数である。

ここで次の仮定をおく：

$$j_z(\Psi) = j_0 + a^2(\Psi - \Psi_0) \quad (4)$$

ここに  $\Psi_0 = \Psi(r=0) = 0$  と仮定してプラズマ域と真空域に対して次式を得る：

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \Psi + a^2 \Psi &= -j_0 & (\text{プラズマ域}) \\ \nabla^2 \Psi_v &= 0 & (\text{真空域}) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

さて境界条件はプラズマ境界において

$$\Psi = -\frac{j_0}{a^2}, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} = \frac{\partial \Psi_v}{\partial \theta}, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial r} = \frac{\partial \Psi_v}{\partial r} \quad (6)$$

またもし半径  $r = b$  に導体壁がある場合にはさらに

$$\frac{\partial \Psi_v}{\partial \theta} = \frac{\partial \Psi_A}{\partial \theta} \quad \text{又は} \quad \frac{\partial \Psi_v}{\partial \theta} = 0 \quad (7)$$

ここに  $\Psi_A$  は外部磁界に対応する磁束の流れ関数であり、真空磁界に対応する  $\Psi_v$  と  $\Psi_A$  とプラズマ電流による  $\Psi_{out}$  の和で、 $\Psi_A = \Psi_A + \Psi_{out}$  である。(7)の后者は外部磁界を作る導体が導体シエルの内側にあってその電流がパルス的な場合である。ここで  $\Psi(r, \theta) = \Psi(r, -\theta)$  の上下対称性を仮定すれば任意の形をもつプラズマ境界  $r_0$  を次のフーリエ展開で表現できる:

$$r_0 = \sum_{n=0}^{\infty} r_n \cos n\theta \quad (8)$$

(5)から解を求めることは容易で、それらは次の形をもつ:

$$\left. \begin{aligned} \Psi &= -\frac{j_0}{a^2} + \sum_{n=0}^{\infty} A_n J_n(ar) \cos n\theta \\ \Psi_A &= \sum_{n=0}^{\infty} A_n^A r^n \cos n\theta \\ \Psi_{out} &= B_0 \ln r + \sum_{n=0}^{\infty} (A_n^{\circ} r^n + B_n^{\circ} r^{-n}) \cos n\theta \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

ここに  $\Psi_{out}$  の式で  $r^n$  に比例する項は導体シエルのあるときのみ許される。

(a) プラズマ中の解

境界の形とそこの  $\Psi$  が与えられれば  $\Psi$  が求まる。(9)に(8)を代入し、(6)の第1式を用いて

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_n J_n(ar_0(\theta)) \cos n\theta = 0 \quad (10)$$

$J_n(ar_0(\theta))$  のフーリエ展開の第二項までとると

$$\left. \begin{aligned} J_0(ar_0) &= 0 \\ A_n &= -\frac{a A_0 J_0'}{J_n(ar_0)} r_n \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

(b) プラズマ中の解と真空中の解の係数の関係

i) 導体シエルのない場合

境界条件(6)を使って境界における接続条件は

$$\left. \begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} n A_n J_n \sin n\theta &= \sum_{n=1}^{\infty} n [A_n^A r^n + B_n^{\circ} r^{-n}] \sin n\theta \\ a \sum_{n=0}^{\infty} A_n J_n' \cos n\theta &= \frac{B_0}{r} + \sum_{n=1}^{\infty} n [A_n^A r^n - B_n^{\circ} r^{-n}] r^{-1} \cos n\theta \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

同様にフーリエ展開を  $r^n$  および  $r^{-n}$  に適用し、第二項までとって

$$\left. \begin{aligned} B_0 &= a A_0 J_0' r_0 \\ A_n &= \frac{2n r_0^n}{J_{n-1} ar_0} A_n^A \\ B_n^{\circ} &= \frac{J_{n+1}}{J_{n-1}} r_0^{2n} A_n^A \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

## ii) 導体シエルのある場合

導体シエルにおける境界条件をさらに用いて、上記と同様の近似で

$$\left. \begin{aligned} A_n &= 2n \frac{r_o^n}{G a r_o} A_n^A \\ A_n^o &= -\frac{J_{n+1}}{G} \left(\frac{r_o}{b}\right)^{2n} A_n^A \\ B_n^o &= \frac{J_{n+1}}{G} r_o^{2n} A_n^A \end{aligned} \right\}$$

ここに  $G = J_{n-1} + J_{n+1} \left(\frac{r_o}{b}\right)^{2n}$  である。もちろん(11)の関係はこの場合にも成り立つ。

## (c) 結果についての考察

- i)  $r_o = r_o$  の円形断面では電流密度分布は  $J_o(ar)$  に比例し、 $j_z = j_o J_o(ar)$  で表現される。
- ii) (11)および(13)から分るように用いた近似で  $A_n$ 、 $r_o$  は外部付加磁界の係数  $A_o^A$  に比例し、磁気面および電流分布が外部磁界によって制御され得ることを示す。
- iii) (13)から  $n=1$ ，すなわち垂直磁界を含む解は分母が零となり、導体シエルなしでは実現されないことがわかる。

## 5 円周上に外部導体を配置した場合の解

半径  $r = \ell$  の円周上に導体を  $2K$  本配置し、電流  $I$  を流し、マルチポール、ヨッフエおよび垂直磁界を作るとき、それらの磁束の流れ関数  $\Psi_{AM}$ 、 $\Psi_{AI}$  および  $\Psi_{AL}$  は

$$\begin{aligned} \Psi_{AM} &= -\frac{I}{4\pi} \sum_{n=0}^{k-1} \log[(r^2 + \ell^2)^2 - 4r^2 \ell^2 \cos^2(\theta - 2\pi n/k)] \\ \Psi_{AI} &= -\frac{I}{4\pi} \sum_{n=0}^{k-1} (-1)^n \log[(r^2 + \ell^2)^2 - 4r^2 \ell^2 \cos^2(\theta - 2\pi n/k)] \\ &\quad \text{k が偶数のとき} \\ &= \frac{I}{4\pi} \sum_{n=0}^{k-1} \log \frac{r^2 + \ell^2 + 2r\ell \cos(\theta - 2\pi n/k)}{r^2 + \ell^2 - 2r\ell \cos(\theta - 2\pi n/k)} \\ &\quad \text{k が奇数のとき} \end{aligned} \quad (15)$$

$\Psi_{AL}$  の式は  $k$  が奇数の場合の  $\Psi_{AI}$  の式で  $\theta$  を  $\theta + n/2k(k-1)$  とおいたものである。上式で得た  $A_n^A$  を(13)の関係に入れて平衡解を得る。(15)をフーリエ展開し、マルチポールおよびヨッフエ磁界の場合に

$$\begin{aligned} \Psi &= \frac{j_o}{a^2} (J_o(ar) - 1) + 2K \frac{I}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(r_o/\ell)^{Nk}}{J_{Nk-1} a r_o} J_{Nk}(ar) \cos Nk\theta \\ \Psi_v &= -\frac{j_o}{a^2} a r_o J_1(ar_o) \ell n(r/\ell) + \frac{I}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{N} \left[ \left(\frac{r}{r_o}\right)^{Nk} + \frac{J_{Nk+1}}{J_{Nk-1}} \left(\frac{r_o}{\ell}\right)^{Nk} \right] \cos Nk\theta \end{aligned} \quad (16)$$

ここにマルチポールでは  $N = 2n$ , ヨッフエでは  $N = 2n - 1$  である。垂直磁界では導体シエルが必要であるから, 係数関係(14)を用いて

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{j_0}{a^2} (J_0(ar) - 1) + \frac{2I}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{\sin N\pi/2k} \cdot \frac{(r_0/\ell)^N}{ar_0} J_n(ar) \cos N\theta \\ \psi_v &= -\frac{j_0}{a^2} ar_0 J_1(ar_0) \ell n(r/\ell) + \frac{I}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{N \sin N\pi/2k} \left[ 1 - \frac{J_{N+1}(\frac{r_0}{b})^{2N}}{G} \left(\frac{r}{r_0}\right)^N \right. \\ &\quad \left. + \frac{J_{N+1}(\frac{r}{r_0})^{-N}}{G} \right] \left(\frac{r_0}{\ell}\right)^N \cos N\theta, \quad N = 2n - 1 \end{aligned} \quad (17)$$

$k = 2$  とし  $ar_0$  を  $J_0$  の第一根にとってパラメータ  $\alpha = I/I_p$  ( $I_p = \pi r_0^2 j_0 / 2.4$ ),  $r_1 = r_0/\ell$ ,  $r_2 = r_0/b$  について数値計算した結果の代表的例を第5図~第7図に示す。マルチポール形では磁気面の変形が著しく, ヨッフエ形では楕円形で, 垂直磁界形では中心のずれが現われる。

## 6 マルチポール形ハイブリッドの性質

我々は磁気面の形からマルチポールが安定性および限界 $\beta$ 値の観点から有利と考え, その諸性質を吟味することにする。

### (a) 磁気面の形状

いま  $2k$  本の外部導体からなるマルチポール形の磁気面は第8図のように前節の計算結果から  $r = \bar{r} + \varepsilon(\bar{r}) \cos 2k\theta$  で表わされることがわかる。ただし

$$\varepsilon(\bar{r}) = A \frac{a}{j_0} \frac{J_{2k}(a\bar{r})}{J_1(a\bar{r})}, \quad A = 2k \frac{I}{\pi} \frac{(r_0/\ell)^{2k}}{J_{2k-1}(ar_0)ar_0} \quad (18)$$

### (b) ポロイダル磁界

ポロイダル磁界を  $B_\theta$  とし,  $\langle B_\theta^2 \rangle = \oint B_\theta^2 d\ell / \oint d\ell$  で表わされる平均は

$$\begin{aligned} \langle B_\theta^2 \rangle &= \left[ \frac{j_0}{a} J_1(a\bar{r}) \right]^2 + A^2 a^2 \left[ \left( \frac{J_{2k} J_1' - J_{2k}' J_1}{J_1} \right)^2 + \frac{3}{8} (J_{2k}'' a \varepsilon(\bar{r}))^2 \right. \\ &\quad \left. - J_{2k}'' J_{2k}(a\bar{r}) \right] = B_\theta^2 + 4 B_\theta^2 \end{aligned} \quad (19)$$

(c) 実効安定係数  $q_{\text{eff}} = 2\pi r B_z / L B_\theta$  および  $\langle q_{\text{eff}} \rangle = \oint q_{\text{eff}} d\ell / \oint d\ell$  で定義せられる平均を計算すると

$$\langle q_{\text{eff}} \rangle = \frac{2\pi B_0}{L j_0} \frac{a\bar{r}}{J_1(a\bar{r})} \left[ 1 + A^2 a^2 \frac{J_{2k}}{2 J_1^3 a\bar{r}} \{ a\bar{r} J_{2k}'' J_1 + J_{2k}' J_1' \} \right] = q + 4q \quad (20)$$

ここで上式の  $\left\{ \right\} = (4k^2 - 1) / 2(2k)! \left( \frac{a\bar{r}}{2} \right)^{2k} \geq 0$  であるから  $\Delta q > 0$  である。

また  $B_z \simeq B_0$  とした。  $k=2$ ,  $r_1=0.5$ ,  $a r_0 = 2.4$  のとき  $\Delta q / q = 0.007 \alpha^2$  である。

(d) シャ ( $q_{eff}'$ )

いま  $q_{eff} = d \langle q_{eff} \rangle / d\bar{r}$  で定義すると

$$q_{eff}' = \frac{\pi B_0 a}{L j_0} \left[ 1 + A^2 a^2 \frac{(4k^2 - 1)(k - 1)}{(2k!)^2} \left( \frac{a\bar{r}}{2} \right)^{4k-6} \right] \left( \frac{a\bar{r}}{2} \right) = q' + \Delta q' \quad (21)$$

以上のように  $\langle B_\theta^2 \rangle$ ,  $\langle q_{eff} \rangle$  および  $q_{eff}'$  はマルチポール磁界を付加しない場合より増加し、増加分は  $I^2$  に比例する。  $k=2$ ,  $r_1=0.5$ ,  $a r_0 = 2.4$  のとき  $\Delta q' / q' = 0.06 \alpha^2$  である。

## 7 実験の目的と装置

トーラス装置を最終的に建設する目標の下に、トーラス化の前に予備的に検討すべき事項がある。すなわち平衡に重大な関連をもつ現象の究明で、これにはトカマク型式に共通の事項も含む。それらを次に列挙する。

- 電流密度分布  $J(r)$ 。平衡および安定性と関連して  $J(r)$  が可変にできることが望ましい。このためプラズマ銃から磁気リミッタ (ダイバータ磁界配位を用いる) を通じて入射する方法がよい。またマルチポールによる  $J(r)$  の制御の可能性をしらべる。
- 電流の成長過程。電流の増大はイオン波不安定による異常加熱をひき起し、またシャの増大を招来し、ドリフト波不安定を抑制して定常電流状態に入るが、この間プラズマ周辺に局在する不安定性で電流は集中化の傾向がある。直線で単純軸磁界の場合の結果と比較する。(10)
- プラズマ電界分布の測定。
- トーラス変位とマルチポール磁界の関係の実験的検討。単純トーラス磁界の実験と比較する。(11)
- MHD不安定性 (フルートおよびキンクおよびバーニングモードなど) へのマルチポールの付加の効果。
- ダイバータ (大および小半径方向の) の操着とその基礎的資料。
- 逃走電子の除去の可能性。
- 既知のパラメータの中性原子を含まないプラズマの使用。

以上の事項を基礎的にしらべる目的で、第9図に示す直線部と  $1/4$  トーラスからなる装置を作った。同軸銃からのプラズマが直線部から入れられ、ダイバータ磁界で任意の直径のプラズマを成形できる。両端に電極がありその間にプラズマ電流が流れる。一方は同心的に分割され、電流密度および導電率の径方向分布を測ることができる。第10図に装置を運転するときの時間的順序が示され、諸パラメータも付記されている。また第一表に得られるプラズマパラメータと磁界、シャの値が示される。なおトーラス磁界  $1 \text{ KG}$ ,  $I_p = 3 \text{ KA}$  で  $q$  値は1である。



## 8 実験結果

現在までに得られた主な実験結果は次の通りである。

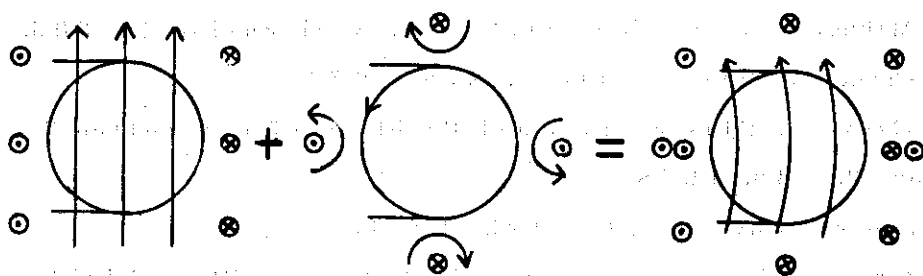
- (a) 磁気リミッタ(ダイバータ磁界形)の効果が認められた。
- (b) プラズマ容器内に数  $10 \mu\text{sec}$  で同軸銃からのプラズマが充されたのち電流が成長する。コンデンサ( $800 \mu\text{F}$ )の電圧  $500 \text{ V}$ , トーラス磁界  $700 \text{ G}$  でプラズマ密度  $10^{12}/\text{cm}^3$ , プラズマ直径  $10 \text{ cm}$ , 最大プラズマ電流  $I_p = 1.1 \text{ kA}$  であった。このとき  $q = 2$  である。
- (c) 最大導体電流  $I = 1.6 \text{ kA}$  のマルチポール磁界の印加によって, 不安定性は大巾におさえられ, プラズマ電流の減衰時間も約  $1.5$  倍増加した。

## 文 献

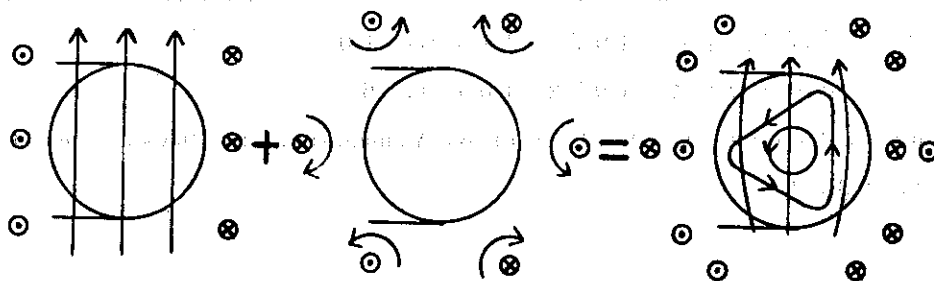
- (1) V. S. Mukhavatov and V. D. Shafranov, Nucl. Fusion 11, 605, 1971.
- (2) S. Yoshikawa, Phys. Fluids. 7, 278, 1964.
- (3) S. M. Osovets, Plasma Phys. and Problems of Controlled Thermonuclear Reaction, 2, 238, 1968.
- (4) W. Feneberg, Phys. L. 36A, 125, 1971.
- (5) J. M. Greene, J. L. Johnson and K. E. Weimer, Phys. Fluids. 14, 671, 1971.
- (6) J. D. Jukes and F. A. Haas, IAEA/CN-28/F-11 Wisconsin. 1971.
- (7) 押山ら, 物理学会分科会 1972, 7a-R-1
- (8) L. I. Artemenkov et al, IAEA/CN-28/C-3, 1971, Wisconsin. 1971.
- (9) 宮本, 井上, 物理学会年会 1972 11a-G-10
- (10) 田中, 物理学会年会 1972 10a-G-6
- (11) Y. Tanaka, K. Oya, T. Okuda and K. Yamamoto, J. Phys. soc. Japan, 32, 510, 1972.

|                            |                                                                        |                 |
|----------------------------|------------------------------------------------------------------------|-----------------|
| $N_{\max}$                 | $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$                                     | indep. of $I_p$ |
| $T_e$                      | $\approx 4 \text{ eV} (t=0), \approx 40 \text{ eV} (t=70 \mu\text{s})$ |                 |
| $T_i$                      | $\approx 35 \sim 40 \text{ eV}$                                        |                 |
| 半径                         | 5 cm                                                                   | (磁気リミットーにより可変)  |
| 長さ                         | 140 cm                                                                 |                 |
| わん曲半径                      | 50 cm                                                                  | (90°)           |
| プラズマ電流                     | 1 kA                                                                   | 最大              |
| $B_t$                      | 1000 G ~ 4000 G                                                        |                 |
| $\langle H \rangle_{\max}$ | (1000 G, 500 A)                                                        | $\approx 0.15$  |

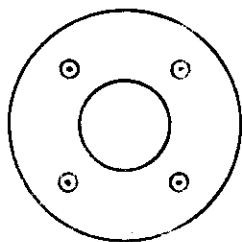
第1表 パラメータ



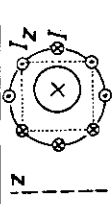
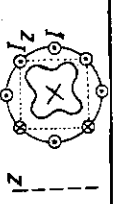
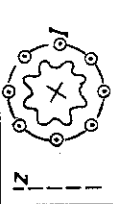
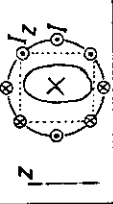
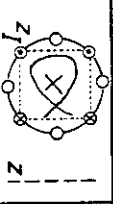
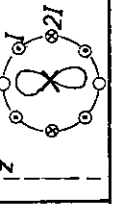
第1図



第2図

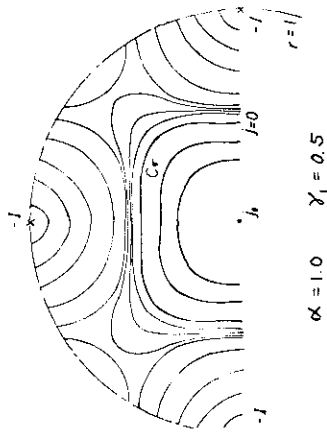


第3図

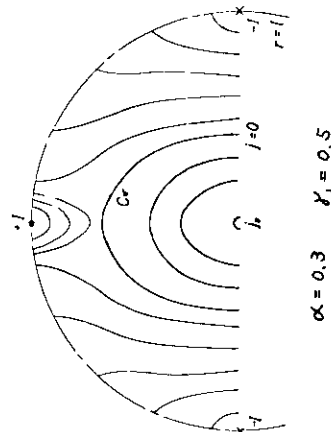
| type                     | example                                                                              |
|--------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------|
| shellless                |   |
| multipole<br>(1)         |   |
| multipole<br>(2)         |   |
| Ioffe                    |   |
| tear drop<br>(shell 必要?) |   |
| current<br>multipole     |  |

- 。上図中心電流のみの反転の場合
- 。Δ: troidal shift  $k$ : 曲率,  $r$ : 断面変形  
 $\beta$ : 臨界圧力,  $s$ : stability

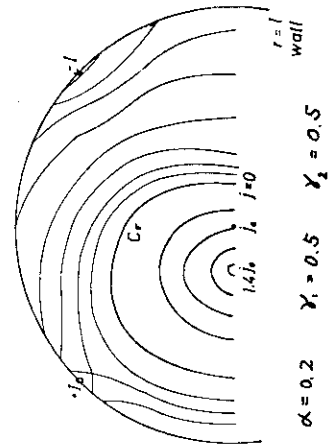
第4図



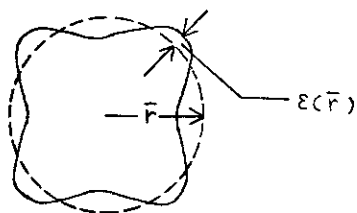
第5図



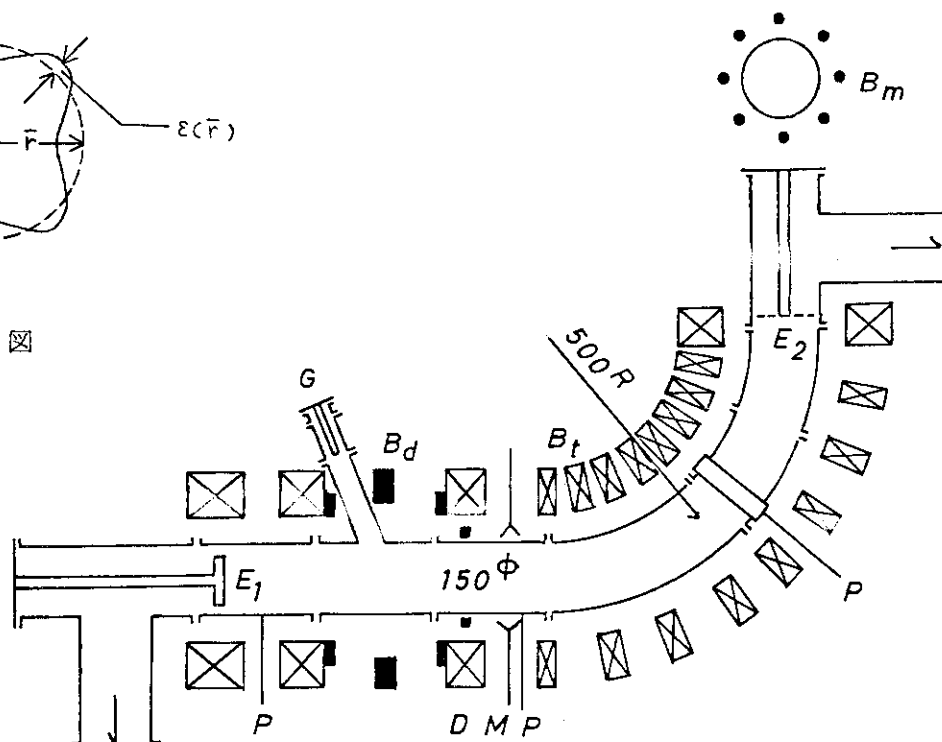
第6図



第7図

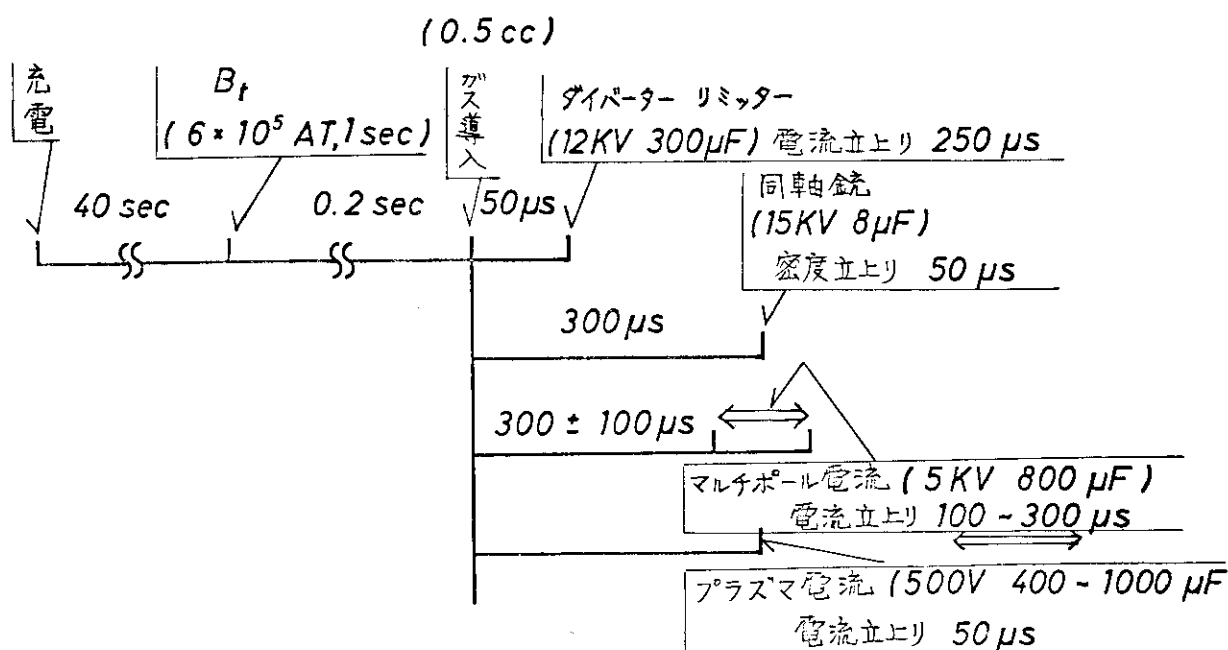


第 8 図



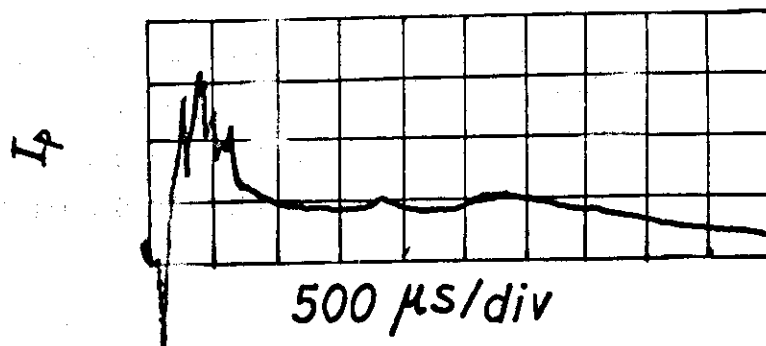
第 9 図

# Time Sequence

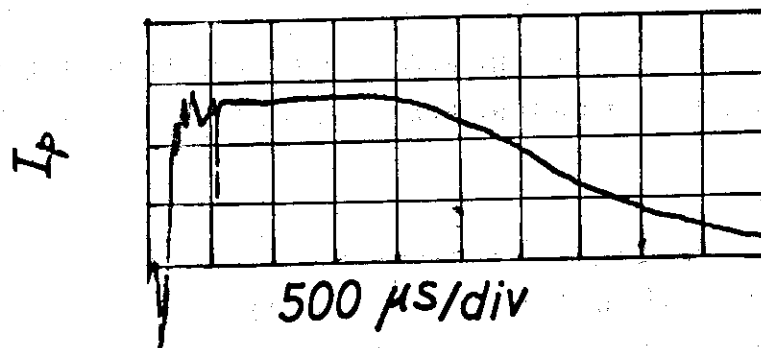


第 1 0 図

average value of the signal



(a) off



(b) on

第 11 図

## 2. 強磁界トカマク計画と予備実験\*

東北大・工・長尾重夫

## 1 研究の目的、特長

われわれは従来手製のスクリー・ピンチ装置で高密度プラズマを研究して来たが、いろいろの意味で限界に來たので、新しく計画的な研究を始めるに當って高密度のトカマク装置を取り上げることとした。従って原子核工学科のグループ（長尾，渡辺他）が高密度小型トカマクを，電気工学科のグループ（杉田，後藤他）がスクリー・ピンチを勉強し，全体が共同して強磁界トカマク計画を進めることになる。

われわれの研究計画は次のような特長をもっている。

- (1) 高密度領域のトカマク・プラズマを対象として，スクリー・ピンチプラズマと比較検討をする。強磁界小型化するのは高密度をうるための手段でもある。このことはトカマクとスクリー・ピンチと両方の研究にプラスになるであろう。
- (2) 第1図に示すようにプラズマを多極磁界で囲んでおり，容器壁が磁界で保護されている。これは磁気リミッターの役割も果たす。また現在のコイルはジュール加熱用トランス一次巻線としても用いられている。
- (3) 放電前に中性ガスを長時間入れておくことは，ガス放出量を増加させるおそれがあるので，放電の直前に高速弁パフ方式により中性ガスを導入する。また，放電の途中中性ガスを入れて，多極磁界の効果，ジュール加熱の変化などを研究する。
- (4) 装置の建設が終つた段階から，プラズマとR. F. 電磁界との相互作用（加熱および安定化）の実験を行う。（そもそも多極磁界コイルはR. F. 加熱のため考案されたものである。）

## 2 装置の規模とプラズマ

われわれの求めたスケーリングによればプラズマ密度  $n$  は

$$n \approx 3 \times 10^{19} a^{-2/7} R^{-1} B^{4/7} \quad (\text{m}^{-3})$$

で与えられる。ここに  $a$  はプラズマ半径  $R$  はトーラス大半径， $B$  はトーラス磁界（いずれも M. K. S. 単位）である。また

$$T_{i0} \approx 6 \times 10^6 a^{4/7} B^{6/7} \quad ^\circ\text{K}$$

$$\tau_{E0} \approx 1.4 \times 10^{-1} a^{8/7} R B^{5/7} \quad \text{sec}$$

これらを考慮して，

$$R = 0.18 \text{ m}$$

$$a = 0.05 \text{ m}$$

とした。磁界は 150 KJ の場合は  $3.5 \text{ Wb/m}^2$ ，300 KJ，に増強されると，

$5.0 \text{ Wb/m}^2$ （いずれも特定研究に期待するもの），これに金属材料研究所の直流電源

\* グループの総メンバーは原子核工学科 長尾，渡辺，船戸，藤野，坂本，小山，福山，松田，電気工学科 杉田，後藤，島田，竹内，小野，金研，中川，星，岩手大学 佐藤淳，山形大学 佐藤益美など。

(350 V,  $4 \times 10^4$  A, 0.1 sec 定常 12 MW) を併用すると  $7.0 \text{ Wb/m}^2$  が得られよう。

当初の計画ではコイルを液体窒素で冷却することを考えていたが、金研電源の老朽化のため規格一杯の使用は無理であることが解り、また諸外国のこの種の装置が技術的困難で完成予定期日を大巾に遅らせ、予算も倍増していると云うニュースが入って来たので、一応この計画では常温のコイルを用いることに変更した。液体窒素冷却の場合の、もう一つの問題点は、電流立上りの時定数  $L/R$  が大きくなって、その間の温度上昇が重要になることで、われわれの場合も精々  $8 \text{ Wb/m}^2$  (日立製作所検討) が限度である。

以上のような理由で、現在検討している装置では、(1) 常温コイルにコンデンサ電源を用いる。(2) ジュール加熱用トランス一次捲線と多極磁界コイルの併用をやめ、分離する。(3) 全体をアルミナ或は酸化ベリリウムでパンケーキ型にモールドし、円筒側面と上下をステンレス板とボルトで締めつける。などを予定している。

### 3 予備実験(船戸、長尾ほか原子核工学科グループ)

装置の寸法は大体計画の中の本装置と等しく、磁界が弱い点だけが相違点である。現在の最高磁界は  $4 \text{ KGauss}$  程度である。装置のパラメーターなどを列挙すると

- $R = 0.18 \text{ m}$
- $a = 0.035 \text{ m}$
- 多極磁界コイル 銅パイプ ( $80 \text{ mm}\phi$ ) 16本、トーラスの内側は、より密に巻かれている。容器外では約  $160 \mu\text{H}$  であるが、ステンレス真空容器に入れると  $34 \mu\text{H}$  に減少する。このコイルによる  $B_{\perp}$  は容器に入れると減少するが、壁のイメージ電流が一様でないため、プラズマの出来る空間で必ずしも一定でなく、時間的にも変化している。電源には  $2800 \mu\text{F}$ ,  $2000 \text{ V}$  ( $5.6 \text{ KJ}$ ) を用いている。立上り時間  $\sim 0.2 \text{ m sec}$  である。
- トーラス磁界コイル  
全体で約  $5.0 \text{ Turns}$   $42 \mu\text{H}$  電源は  $70,000 \mu\text{F}$ ,  $400 \text{ V}$  ( $5.6 \text{ KJ}$ ) である。立上り時間は  $2 \text{ m sec}$  である。
- 測定は現在ロゴスキーコイルによる放電電流と、ワンターン電圧が主であるが、磁気探針による磁界分布測定も行っている。X線測定は準備中で、その他可視スペクトル、回転カメラなどはスクリービンチ実験のものをそのまま使用する予定である。
- 予備電離は初め磁界のない状態での直流放電、パルス放電(電極挿入)で行っていたが、現在はフィラメントを環状にして挿入している。ECRH ( $2.4 \text{ GC}$ ) を目下準備中である。

予備実験は、上述したようなアイデアを盛り込むに当たっての技術的問題点を明らかにし、その解決方法を確立することを目的として始めたものであるが、現在までに明らかになった点をあげると、

(1) 多極磁界コイルの絶縁の問題、(2) 大きすぎる  $B_{\perp}$  を小さくする問題、(3) 多極磁界コイルとトーラス磁界コイルとのカップリングの問題などである。

(1)の問題はM. I. ケーブルを使用(日立製作所提案)すれば解決されるが、(2)の問題とあわせて考えると、捲線を直列から併列に変更することも検討に値するであろう。この場合はイン

ピーダンス整合のためトランスを必要とする。(3)については上述のように多極磁界コイルとトランス一次巻線の併用をやめ、別々のコイルを用いれば解決される。しかしこれらの諸点はまさに現在の予備実験で検討中のことでまだ結論的なことは云えない。

第2図に現在の装置の one turn voltage と放電電流波形を示す。いづれも誘導があって、それを打消してはいるが、まだ完全ではなく、大体の傾向だけを示すものと考えらるべきであろう。この例では電流最大値において  $T_e \approx 2.7 \times 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ 、 $n \approx 3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$  (アルゴンガス) が Spitzer の式と、中性ガスの完全電離と仮定して得られる。

第3図はトーラス磁界コイルと多極磁界コイルとのカップリングを示すもので、図(a)の場合はトーラス磁界電源は 150 V 充電であり、(b)の場合は 250 V 充電である。図に示した  $t = 0 \sim 2 \text{ msec}$ の間ではトーラス磁界は立上りつゝあり、この磁束を多極磁界コイルが拾って、自らの電界を減少させるため(a)の場合より(b)の場合に放電持続時間が短くなっているものと考えられる。

第4図は逆にこの効果を利用して、放電時間を長くした場合である。電流信号は磁気探針 ( $B_\theta$ ) のもので誘導電圧が重畳しているが、放電は少なくとも 5 msec まで持続する。

第5図は研究会では報告しなかったが、多極磁界コイルに R, F 電流を重畳したときの電流波形で約 20 kC の変調がみられる。この周波数が LC の値と大巾に喰違っているのでプラズマ環の固有振動周波数との関係を目下検討している。

第6図、第7図は

$$T_e \approx 1.0^4 \left( \frac{J}{V} \right)^{2/3} \text{ }^\circ\text{K}$$

$$\tau_E \approx 4 \times 10^{-22} n \left( \frac{J}{V} \right)^{2/3} (JV)^{-1} \text{ sec}$$

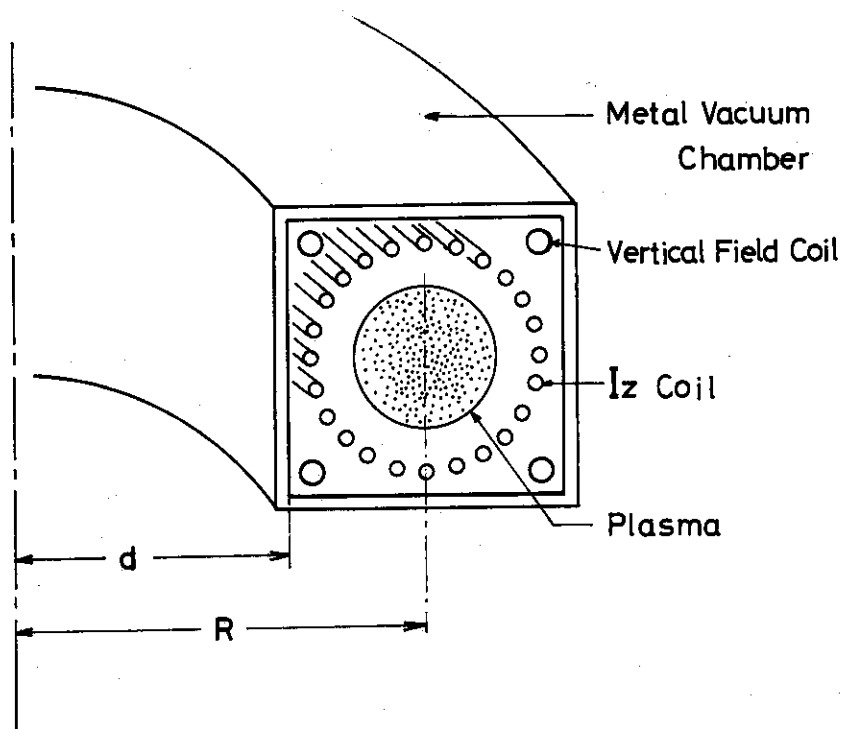
(中性ガスの完全電離を仮定している)

から求めたもので、やはり一応の目安以上のものではない。

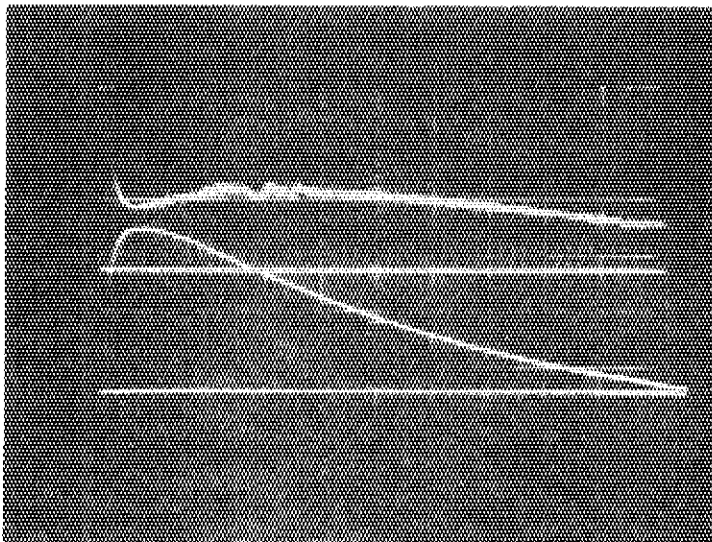
#### 4 結 び

来春までこれら予備実験を続け、本装置設計の資料とし、特定研究費によって本装置を建設したい。また装置建設後はプラズマと R, F との相互作用を中心としたプラズマの基礎的研究教育に供したい。





第1図 ASPERATOR-T

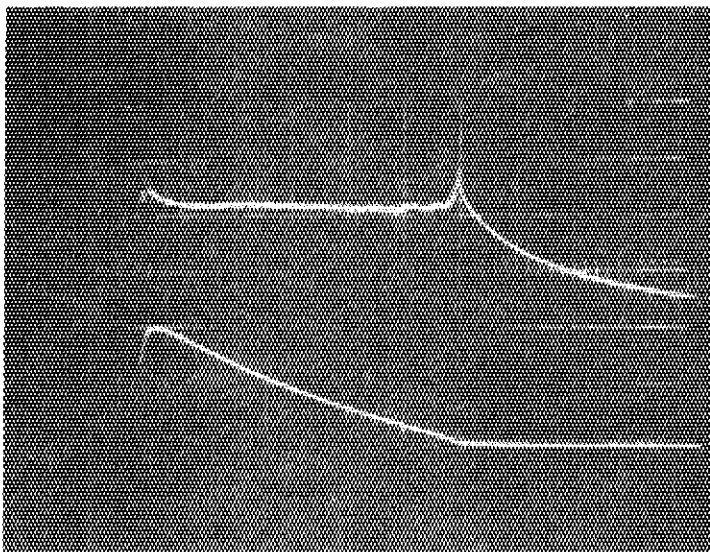


← One Turn Voltage  
10V/div.

← Discharge Current  
500A/div.

Sweep: 0.2 msec/div

第2図 アルゴン 10mTon  $V(B) = 350V$   
 $V(J) = 900V$

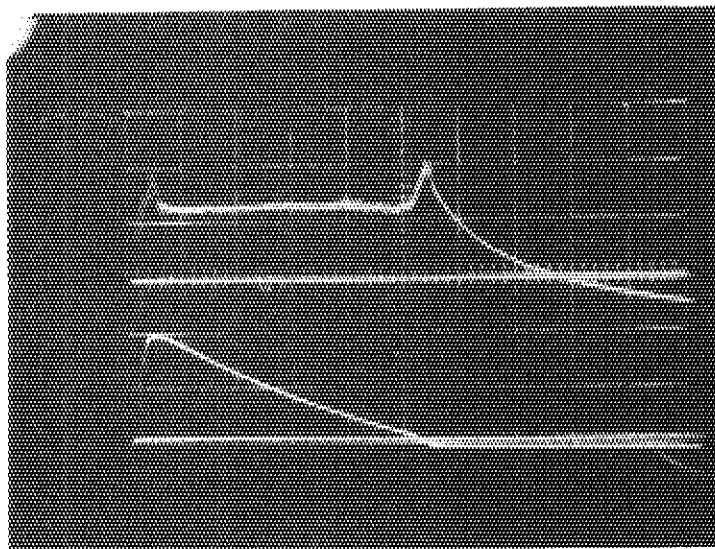


← One Turn Voltage  
10V/div

← Discharge Current  
500A/div

Sweep: 0.2 msec/div

第3図(a) アルゴン 50mTon  $V(B) = 150V$   
 $V(J) = 1000V$

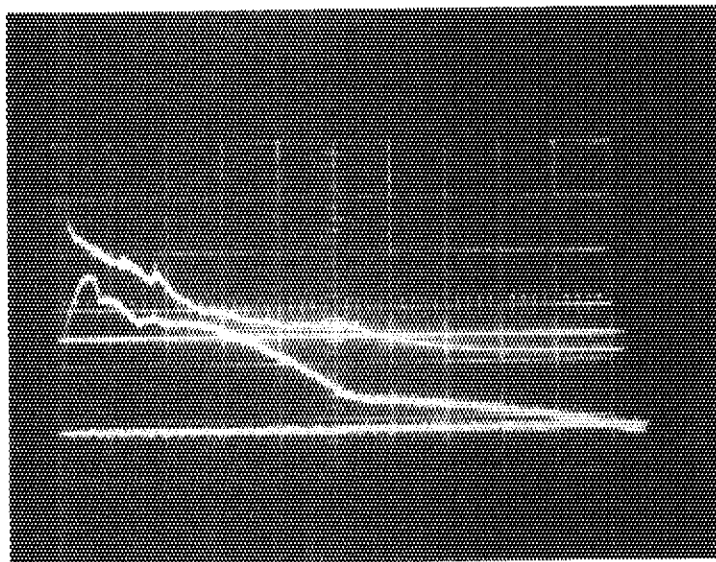


←One Turn Voltage  
10V/div

←Discharge Current  
500A/div

Sweep: 0.2msec/div

第3図(b) アルゴン 50mTorr  $V(B) = 250\text{Volt}$   
 $V(J) = 1000\text{Volt}$

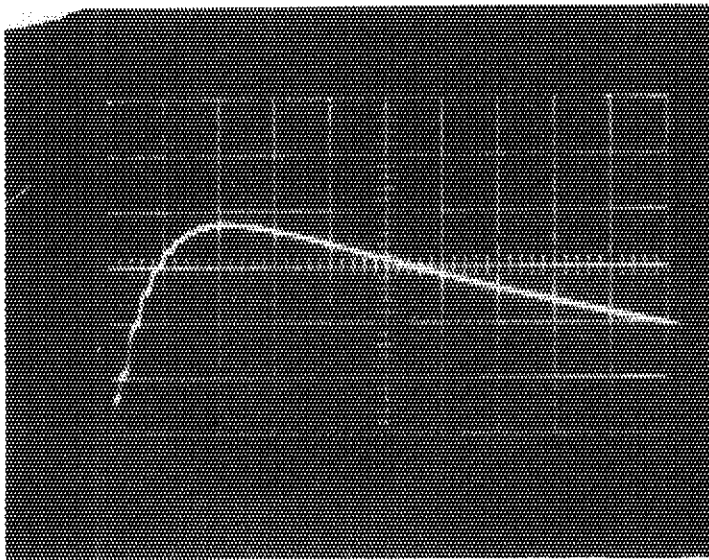


←One turn Voltage  
10V/div

←Discharge Current  
(mag. probe)

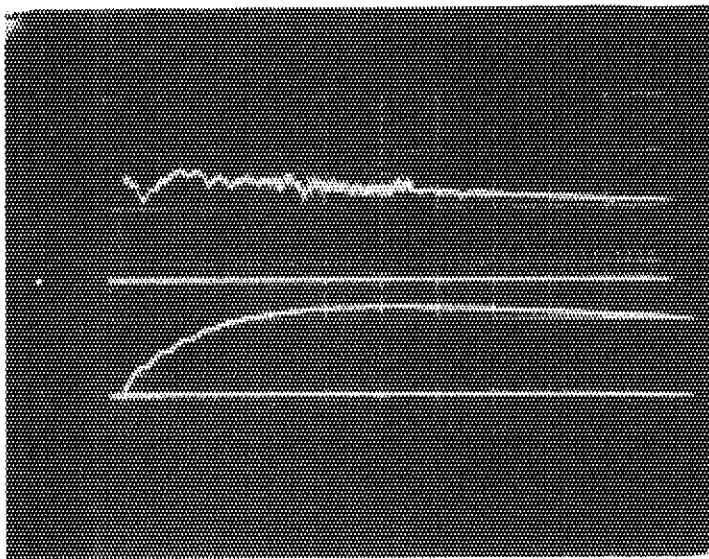
Sweep: 1msec/div

第4図 アルゴン 20mTorr  $V(B) = 350\text{Volt}$   
 $V(J) = 1600\text{Volt}$



多極磁界  
コイル電流  
Sweep:  
 $100\mu\text{s}/\text{div}$

第 5 図 (a)



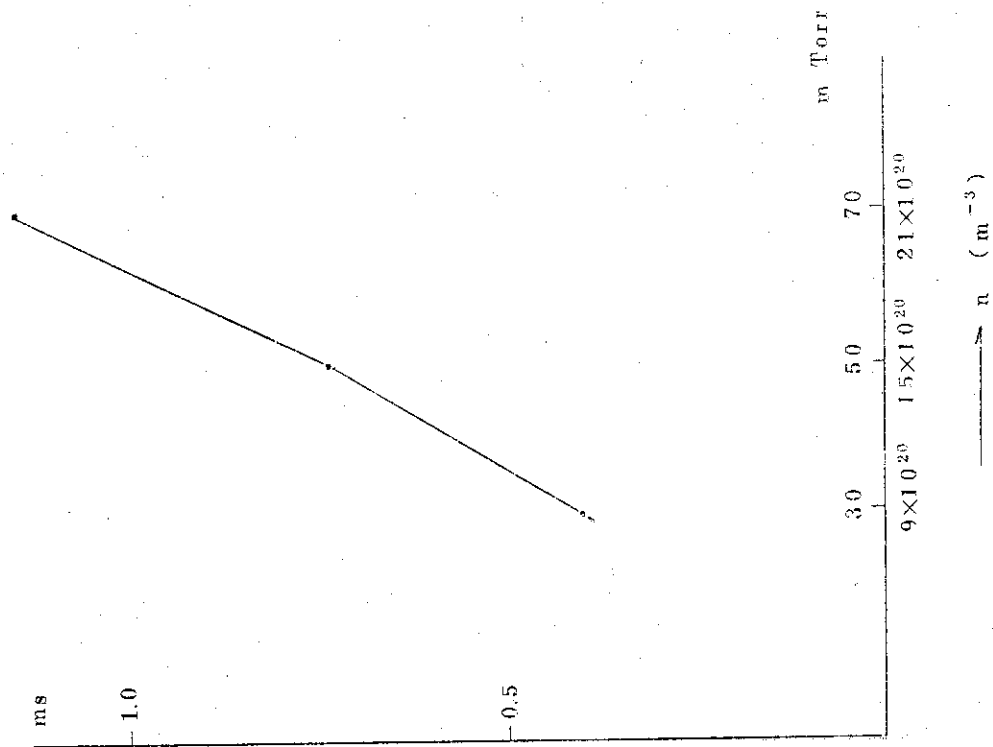
←One Turn Voltage

←Discharge Current  
(mag. probe)

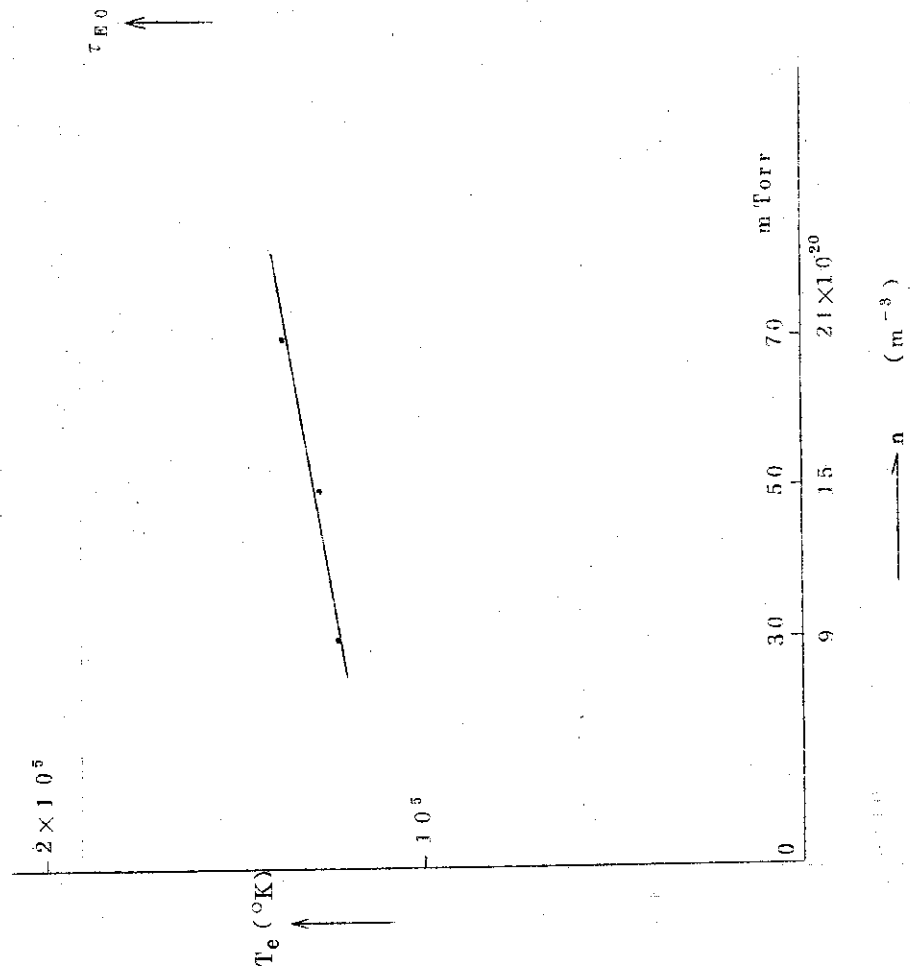
Sweep:  $50\mu\text{s}/\text{div}$

第 5 図 (b)

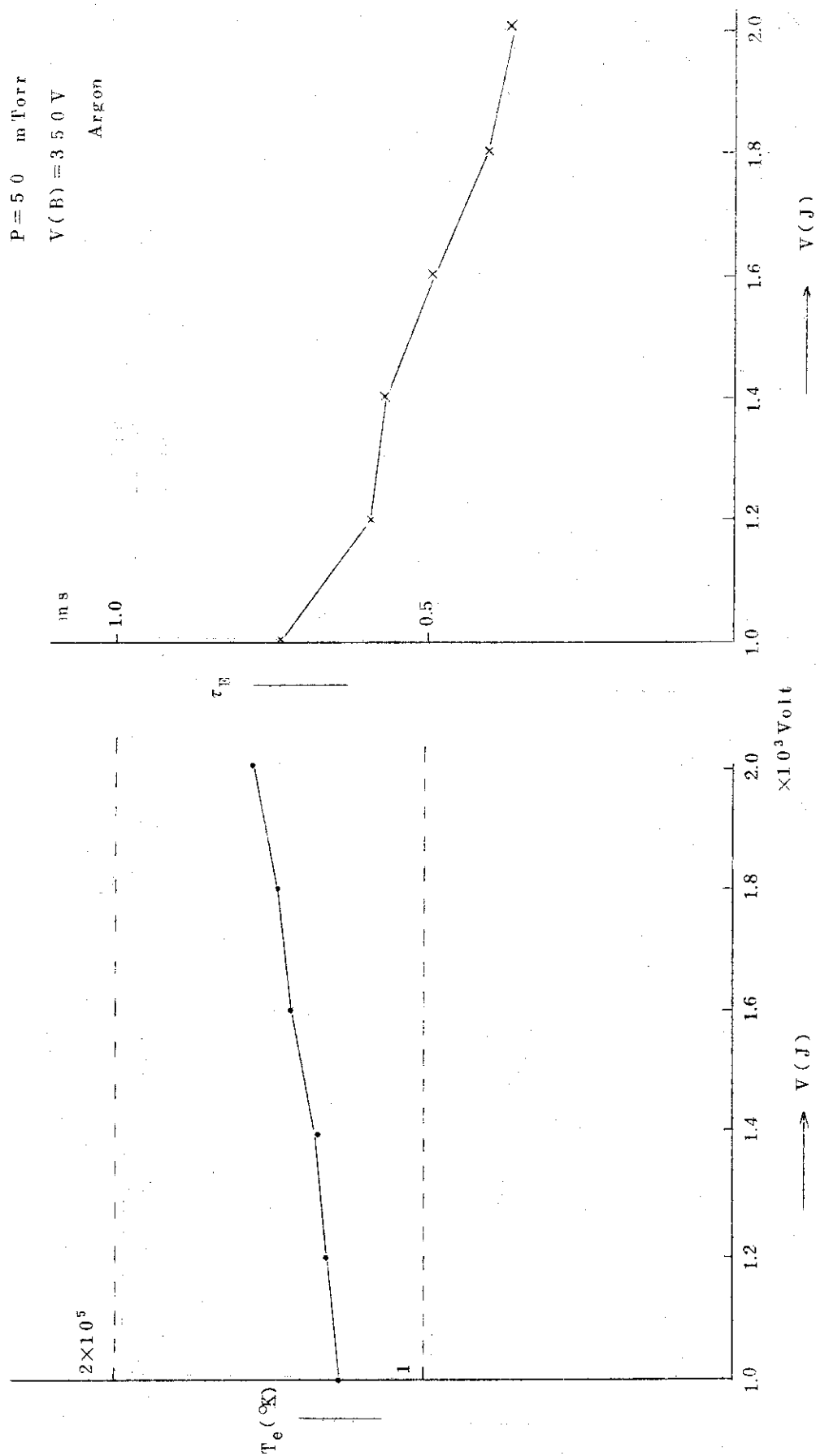
$V(J) = 1000$  volt  
 $V(B) = 350$  volt



(b)



(a)



第 7 図 (a)

(b)

### 3. トカマク型装置における乱流加熱の研究\*

阪大工 大井正一, 山本新, 岸本浩, 天野恒雄

#### 1 はじめに

現在までの乱流加熱の実験は、主に直線のミラー装置を用いて行われ、 $n \sim 10^{13}/\text{cc}$ , 電子温度  $T_e \sim \text{数 keV}$ , イオン温度  $T_i \sim 1 \text{ keV}$  の高温プラズマが得られ、プラズマ中の非線形過程、乱流現象の理解に貢献してきた。しかしミラーの場合プラズマの保持時間は、端損失のために短かく、端の電極の効果で現象も複雑になる。そこでトーラス装置を用いて実験すると端の効果も除去できるし、保持時間も長くなることが期待される。いままでにトーラスを用いた乱流加熱の実験は、世界各国でいくつかあり、異常電気抵抗、乱流の電場のエネルギー・スペクトラムなどが測られている。しかしイオン加熱の機構、異常に速い粒子損失など未解決の問題が多い、代表的な例としては、イギリスのカラム研究所のトイスト、ソ連の小形トカマク、カナダの小形の単純トーラス、最近実験が始まったと伝えられるテキサス大学のトカマク ( $a = 10 \text{ cm}$ ,  $R = 60 \text{ cm}$ ) の乱流加熱の実験がある。イギリス、ソ連の両方の実験とも、 $n \sim 10^{12} \sim 10^{13}/\text{cc}$ ,  $T_e \sim \text{数 keV}$ ,  $T_i \sim \text{数百 eV}$  のプラズマが得られているが、加熱の結果、平衡がこわれるので閉じこめ時間は短い。

#### 2 装置の概要

われわれは乱流加熱の実験のために、比較的小さいトカマク形装置を建設中で、47年中に組みあがる予定である。装置の概略は、放電管(ガラス)の半径  $30 \text{ cm}$ , リミター半径  $5 \text{ cm}$ , トロイダル・コイルは24個で最大  $1.5 \text{ Wb}/\text{m}^2$  の設計、銅シエルの厚さ  $1 \text{ cm}$ , 鉄心コアのボルト秒は  $0.06$  である。シエルに  $20 \sim 60 \text{ kV}$  のパルス・ワンターン電圧をかけ、プラズマ中にパルス電流が流せるようにしてある。

#### 3 研究の目的

研究の目的は、乱流加熱の機構、とくにイオン温度増加の機構と加熱後のプラズマの冷却の機構の解明である。電流のしみこみのけやさ(異常スキーン効果)、電子およびイオンの加熱のけやさ、乱流電場の強さとスペクトラムなどを測定し、現存の乱流加熱の理論と比較検討する、いままでのトーラスの実験では、イオン温度の上昇は必ずしも確認されていないので、この確認に重点をおく。乱流加熱後の高温プラズマの保持に関しては、ソ連の小形トカマク ( $a \sim 2 \text{ cm}$ ,  $R \sim 15 \text{ cm}$ ) の実験では  $nT$  は  $10^{16} \text{ eV}/\text{cc}$  に達し、トロイダル  $\beta_p$  が大きくなりすぎてトーラスの平衡がなくなり、プラズマは急速に損失している。われわれの計画では  $nT \sim 10^{18} \text{ eV}/\text{cm}^3$ ,  $B_t \sim 1 \text{ Wb}/\text{m}^2$  安全係数  $q_a \sim 3$  ( $I = 14 \text{ KA}$ ), アスペクト比6の場合  $\beta_p \sim 1.3$ ,  $\Delta \sim 1.5 \text{ cm}$  であり、プラズマの平衡は失なわれない。またイオンのラーマー半径は  $T_i \sim 1 \text{ keV}$  で  $0.35 \text{ cm}$  になる。外部垂直磁場の活用、リミターの形状の工夫で平衡条

\* 発表者 天野恒雄, 山本新

件の改善をはかる予定である。乱流加熱のあとの平衡が保障されている場合、プラズマの冷却の機構として、不純物の流入のほか磁場を横切る異常拡散はないかを調べる。

#### 4 研究計画

第一段階として乱流加熱をかけるまえの初期プラズマの生成と保持の実験を行う。この段階はいわゆるトカマクの実験になる。しかし、装置が小さいことと、放電管にガラス管を使っていることにより高い電子温度は期待できないであろう。電流電圧波形、サーチ・コイルによるプラズマの変位、反磁性ループによる  $nT$ , ダブル・プローブによる  $n$ ,  $T_e$  の測定を行う。ストレイの垂直磁場を補正磁場によって消し、安定な放電条件を求める。

第二段階において乱流加熱の実験にはいる。まず、乱流加熱のパルス電圧がコア、パーティカル・コイル、トロイダルコイルにひき起す高電圧障害をさけるために種々のシールドを行う必要がある。シェルに 20~60 kV のワンターン電圧をかけ、数十 kA 持続時間数マイクロ秒のパルス電流を、コアの誘起電場で作ったプラズマ中に流して、イオン音波を励起して、乱流加熱を行う。乱流加熱後のプラズマは、コアによる誘起電流によって平衡が保たれる。最初には電流電圧波形、磁気プローブ、反磁性信号などの巨視的な量の測定が中心になる。乱流加熱の機構を調べるために、次のような分光学的手段を検討している。

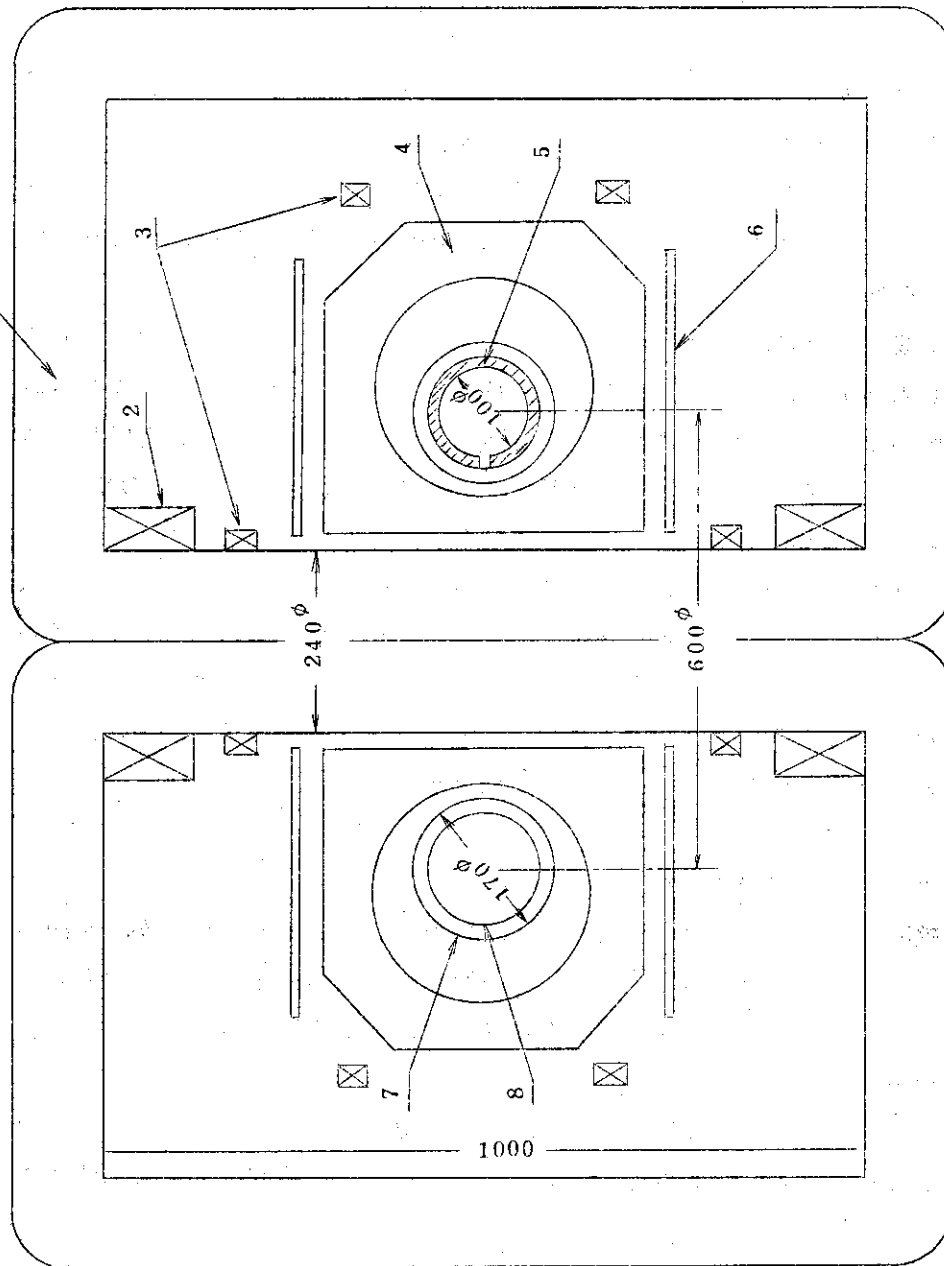
- (1) ドップラーの広がり —  $T_i$  の上昇
- (2) 異常スタルク広がり — 電場強度
- (3) サテライト線 — 乱流の電場強度と特徴的周波数
- (4) 軟 X 線 —  $T_e$  の上昇
- (5) 硬 X 線 — 電子の分布函数

また、中性粒子検出器を用いたイオン温度の測定、ダブルプローブを用いたゆらぎの測定も検討中である。近いうちに、当研究施設にある、トムソン散乱測定装置のレーザーのパワーが 400 MW 程度にアップされるならば有力な計測手段になるであろう。



TURBULENT HEATING EXPERIMENT IN TOKAMAK-TYPE DEVICE

1



1. IRON CORE (0.057 Volt·sec)
2. PLASMA CURRENT PRIMARY COIL
3. VERTICAL FIELD COIL
4. TOROIDAL FIELD COIL (24個)
5. LIMITER (厚さ5mm  $M_0$ )
6. SHIELD
7. CONDUCTING SHELL (厚さ10mm)
8. GLASS DISCHARGE CHAMBER (外径150 $\phi$ )

The cross sectional view of the apparatus

第 1 図

## 4. 高安定化磁場装置の計画\*

原研核融合研究室

高安定化磁場グループ\*\*

### 1 はじめに

この研究では、トカマク型核融合装置においてプラズマの断面を非円形にすることによって、より高い安定性を得て、プラズマの高ベータ化、高温化を目指すこと、および、ダイバータによる不純物除去等の試験を行なうことを研究の目的としている。

原研はこの計画を昭和46年4月に提出した。昭和47年度に高安定化磁場試験装置の設計費を得て、ただちに同装置の設計に着手した。理論面では、理論グループ等の協力を得て、涙滴形断面トカマクプラズマの平衡と安定性の検討を行なった。その際、理論的研究の重点は、装置設計上必要な諸問題に置かれている。一方、実験装置の具体的な設計をこれと平行して進めた。同装置製作の上では、通常のトカマク型装置で用いられていない特殊な技術の開発が必要である。このため、組立て式のトロイダルコイルとダイバータ・フープの設計と試作、銅製シエルの金蒸着試験を外注した。これとともに、装置各部の検討を行い、これらを総合して装置全体の設計を進めている。

トカマク型核融合装置にダイバータ、あるいは静電型直接発電装置を附属させる考案は国内および国外(米国)に特許を申請している。海外においては、最近英国のカラム研究所が昭和49年より稼動するダイバータ付トカマク型装置(DITE)の設計を完成し、さらにフランスのグルノーブル研究所において非円形断面トカマク型装置(PAPILLON)が計画されている。核融合炉工学の分野においても、真空容器内面の荷電粒子衝突による損傷(スパッタリングやブリストリング)を防ぐためのダイバータの必要性が論ぜられている。また米国プリンストン大学プラズマ物理研究所のグループは、高安定化磁場試験装置と同型のダイバータ付き涙滴形断面トカマク炉を提唱している。このような核融合研究の趨勢は、はやくから提案された原研の高安定化磁場試験計画の先駆性と重要性を裏付けるものと考えられる。

以下においては、これまでにあげた研究の成果を要約する。

### 2 プラズマの平衡と安定性

高安定化磁場試験装置の断面の形状としては、種々のものが考え得るが、涙滴形を採用した。この形状は安定性の立場からいえば、通常の円形断面に比して深い磁気井戸と大きな磁場のシアがあること、またダイバータへの接続が容易であるところに特徴がある。

#### 2.1 涙滴形断面プラズマの平衡

プラズマの平衡解を求める際の手続きは、まず磁気流体方程式を満たすプラズマ内部の平衡解を求め、これをマクスウェル方程式を満たすプラズマ外部の真空解に接続することである。

\* 発表者 吉川允二

\*\* 狐崎晶雄, 前田彦祐, 下村安夫, 吉川允二

高安定化磁場試験装置の設計におけるように、金属シエルによってプラズマの形状をきめる場合には、金属シエルを真空解の磁気面に沿っておけばよい。

プラズマ内部の平衡解としては、数個の任意パラメータを持つ解析解を採用した。任意パラメータの値を適切に選ぶことによって、異ったプラズマ形状が得られ、おのおのの形状の安定性が比較される。また、プラズマの境界を固定した場合、プラズマの加熱とともにベータ値が変化した際、内部の等圧面がどのように変化するかについて検討した。

プラズマ外部の真空解は、さきに述べたようにプラズマ内部の平衡解に接続する必要があるが、数値計算の種々の手法を比較したのち、最も適切な方法として Garabedian-Harker の方法を採用した。この方法の特色はプラズマのまわりの真空場が、プラズマの境界を与える式とその上での磁場の値を含む積分表式で書けるため、精度よく真空場が求められるところにある。これをすでに述べたプラズマ中の平衡解と結びつけて、各種の真空で取り囲まれたプラズマの平衡形状を計算し、比較している。

## 2.2 涙滴形断面プラズマの安定性

トカマクプラズマの安定性については、大別して局所不安定性とキンク不安定性の二種に関する安定条件を考えておけばよい。

非円形断面トカマクプラズマの局所不安定性については、すでに英・仏の理論グループと原研の理論グループが解析的に取扱えるモデルで検討を行い、磁気井戸による安定化を確認している。たとえば、涙滴形の変形を加えると円形断面の場合にくらべ、電流密度を3倍程度大きくとることができる。局所不安定性の安定条件を、装置の設計に用いるような具体的な断面形状について評価する計算機コードを開発した。このコードを用いて、種々の断面形状について検討を進めている。

非円形断面トカマクプラズマのキンク不安定性については英・仏で検討がなされた。これによれば、楕円形断面の場合、モード数  $m \geq 2$  については、金属壁がプラズマから余り遠くになければ安定領域のあることがわかった。涙滴形断面の場合には  $m \gg 1$  の場合が取扱われ、安定であることが確かめられている。 $m = 1$  のキンク不安定性については、円形断面の安定条件はプラズマ表面での  $q$  値、 $q_a > 1$  であるが、これが涙滴形断面の場合にどのようなことになるかが問題である。もし、安定条件が  $q_a > 1$  であるとする、涙滴形では表面付近で  $q$  が急増するので、実効的に大きなプラズマ電流が流せることになる。この問題に明確な理論的解答を与えるため、安定性解析の変分法を有限要素法によって評価する計算機コードの開発に着手した。このコードは部分的に完成し、たとえばプラズマが金属壁に接している場合については、簡単な解析解で一致する結果を得た。しかしながら、プラズマと金属壁の間に真空が介在している場合には、真空場の変分を求める際の計算精度は、原研に設置されている計算機の容量では不充分であることがわかった。精度を高める方策をとり、改善につとめている。

## 3 高安定化磁場試験装置の設計

装置製作の立場からみて、高安定化磁場試験装置が通常のトカマク型装置と異なるのは次の点である。

- (1) ダイバータ・フープが設けられ、しかも構造的にトロイダルコイルと鎖交している。した

がって、ダイバータ・クープとトロイダルコイルのどちらが一方は分解できる設計でなければならない。

(2) 通常のトカマクでは、金属シエルの内側にライナー（ベローズ）を設けるが、本装置ではダイバータ・フープがあって構造が複雑であるので、ライナーを除き、その代りに金属シエル（銅製）の内壁を金の蒸着膜で覆うことを考えている。

(3) ダイバータを設け、プラズマから逃げ出る粒子をここに集めて処理する。これによって不純物の減少、真空容器内面とリミターの保護、プラズマの熱絶縁の可能性の研究を行なう。

以下においては、これらの技術的課題についての検討結果を要約する。

### 3.1 組立て式ダイバータ・フープおよび組立て式トロイダルコイルの設計と試作

ダイバータ・フープは60キロアンペアターンのコイルをステンレス鋼の被覆容器の中に収めたものである。これを分解可能とするためには、被覆容器とコイル銅線に接続部を設ける必要がある。このようなダイバータ・フープ全体の設計と接続部試験片の製作ならびに試験を日立製作所に発注し、現在設計は終了し、試験片の製作が行なわれている。組立て式トロイダルコイルに関しても、同様にコイル巻線の接続部が必要である。このようなコイルの強度と接続部の通電特性等を調べるため、コイル全体の設計と試験片の製作ならびに試験を日本原子力事業（東芝）に発注した。

### 3.2 金蒸着膜製作と試験

銅製のシエルを化学的活性の乏しい金の薄膜で覆えば、シエルは真空工学上すぐれた性質を持ち、ライナーを省くことができると考えられる。金の薄膜は、銅の素地に密着性よく接着し、不純物・ピンホール等の少いことが望ましい。薄膜は、蒸着、メッキ等でつくり得るが、密着性がよく、不純物の少ないアルゴンガス中の蒸着を採用し、日本真空技術（株）に蒸着の際の温度、素地の粗さや結晶構造等の異なる金蒸着膜試験片の製作を発注した。

現在迄に得られたデータによると、銅単結晶素地の上に結晶構造を持つ金蒸着膜を生長させるには、約150℃以上の温度に保つことが必要である。ピンホール試験、光学顕微鏡による観察によって、この温度以上と以下とで、ピンホールの単位面積当りの個数に相当の差が生ずることが認められた。今後は、実際の装置で用いられる無酸素銅素地上の金蒸着膜試験片を製作し、試験を行なう。

### 3.3 ダイバータの設計

ダイバータの設計にはプラズマ粒子をダイバータに導く適当な磁場形状の計算と、プラズマ粒子を処理する排気系の検討が必要である。プラズマ粒子の処理はダイバータ附近の真空容器内面を常に新鮮なチタン蒸着面で覆うことによって可能と考えられる。プラズマ粒子とチタン蒸着面の相互作用の検討によって見出され、特に注意の払われた現象は、高速水素イオンの衝撃によってチタン原子がスパッターし、これが附近の電子によってイオン化してプラズマ中に逆流する現象と、不純物として存在する炭素が水素と反応してメタンとなってチタン面から放出され、これがプラズマ中に逆流する現象である。

### 3.4 高安定化磁場試験装置のパラメータ

寸法 主半径 60 cm

副半径  $10 \times 14.5$  cm (シエル内面で)、第1, 2図参照

JAERI-M 5135

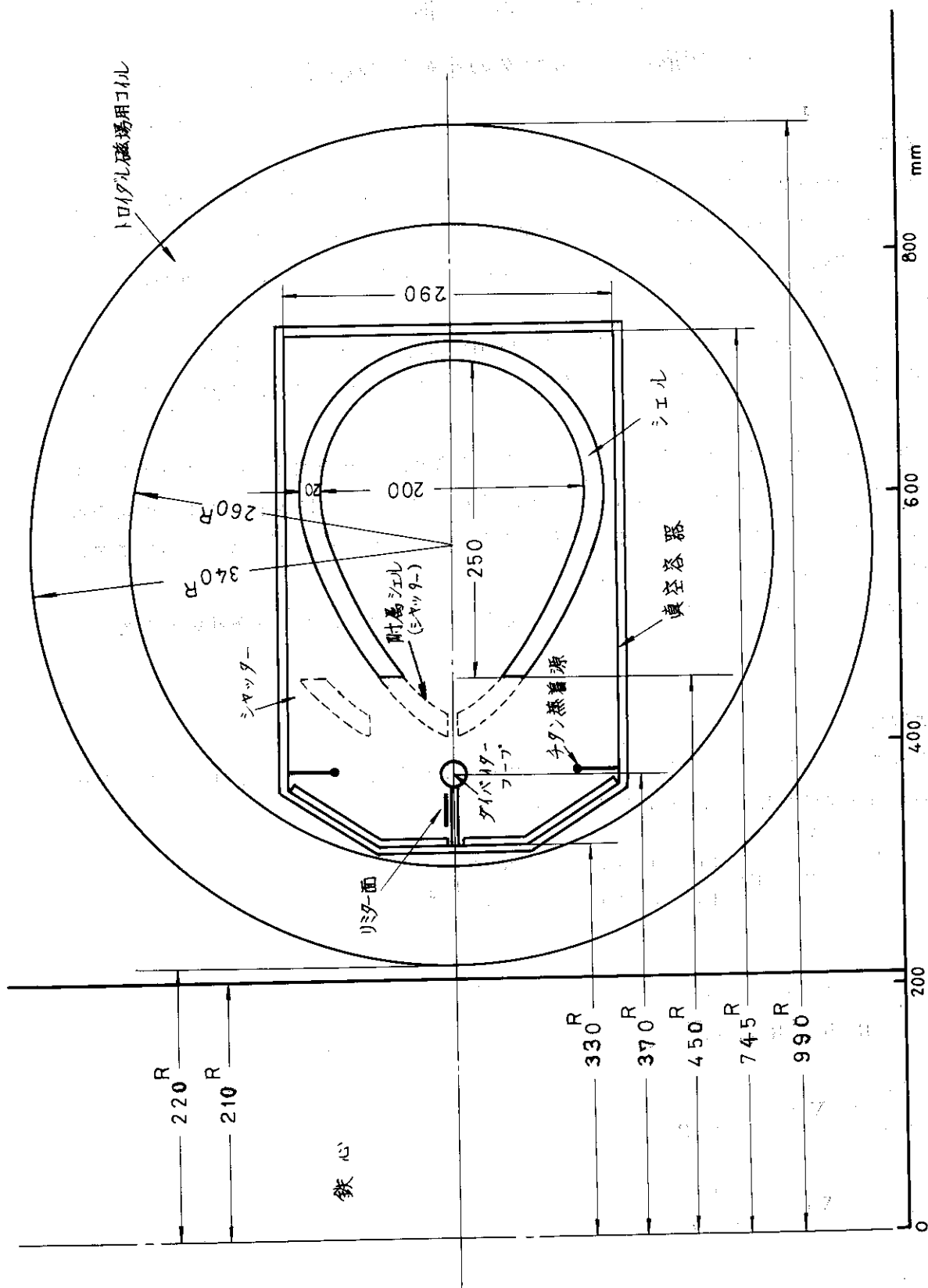
磁場

10, kG

変流器磁束

0.3 V. sec





第2図 装置断面図

## V そ の 他

## 1. 変形断面トカマクの平衡について

名大プラズマ研 鈴木康夫

## 1 はじめに

共通真空容器MONJUを用いて、プラズマ電流マルチポールの実験を行ってきた。この実験によって、期待される磁場配位とよく似た配位が得られることがわかったが、それが平衡であるかどうかは明確でない。それには平衡について、とくにその圧力分布、電流分布についての考察が必要である。

変形断面トカマクの思想は、もちろんK-S limitに対する考察から生じたものには違いないが、同時にプラズマの境界によって内部のプラズマの性質が規定される面があるということをも前提にしているのではなからうか。

従来の平衡理論では、磁気軸近くのプラズマの性質をきめ、それを拡張して境界で外部磁場とつなぐ。もし境界で不連続になる物理量があると、それをつなぐために表面電流などの量を導入する。この点は実験研究者にとって非常に考えにくい。(われわれがプラズマに対して規定できるのは境界条件をとおしてである。)

そこで任意のプラズマ断面を考えたとき、その境界でのプラズマに対する条件を与えて内部のプラズマを規定する方法を考える。

## 2 平衡方程式

よく知られているように、ポロイダル磁場の流れ関数 $\Psi$ を導入して、平衡条件はつぎのようにかけられる(円柱座標( $R, \phi, Z$ ))を用いる)。

$$L\Psi = -\frac{8\pi^2}{c} \left( 2\pi c R^2 \frac{dp}{d\Psi} + \frac{1}{c} \frac{dI^2}{d\Psi} \right) = -\frac{8\pi^2}{c} R j_\phi$$

ただし

$$L = R \frac{\partial}{\partial R} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2}$$

$$\vec{B} = \frac{2I}{cR} \vec{\phi} + \nabla\Psi \times \vec{\phi} \frac{1}{2\pi R}$$

$$\vec{j} = j_\phi \vec{\phi} + \nabla I \times \vec{\phi} \frac{1}{2\pi R}$$

$p$  と  $I$  は  $\Psi$  のみの関数であって、

$$p(\Psi) = a_1 + a_2 \Psi + a_3 \Psi^2$$

$$I^2(\Psi) = b_1 + b_2 \Psi + b_3 \Psi^2$$



とおく。

プラズマの表面に要求される条件としてつぎの2点を考える。すなわち

$$(I) \quad p(\Psi_s) = 0$$

$$(II) \quad j_\phi(\Psi_s) = 0$$

ただし  $\Psi = \Psi_s$  がプラズマ境界とする。 $\Psi_0$  を磁気軸上の  $\Psi$  とすると、 $p$  と  $I$  はつぎのように書ける。

$$p = p_0 (\Psi - \Psi_s)^2 / (\Psi_0 - \Psi_s)^2$$

$$I^2 = I_s^2 + (I_0^2 - I_s^2) (\Psi - \Psi_s)^2 / (\Psi_0 - \Psi_s)^2$$

また  $(dp/d\Psi)_{\Psi=\Psi_s} = 0$ ,  $(j_\phi)_{\Psi=\Psi_s} \propto |\nabla I|_{\Psi=\Psi_s} = 0$  となる。

$\Psi$  に対する微分方程式は

$$L(\Psi - \Psi_s) = -\frac{16\pi^2}{c} \left\{ 2\pi c p_0 R^2 + \frac{(I_0^2 - I_s^2)}{c} \right\} \frac{(\Psi - \Psi_s)}{(\Psi_0 - \Psi_s)^2}$$

となる。これは書きかえて

(A)

$$L\Psi + (\lambda^2 R^2 + \mu)\Psi = 0$$

$$\Psi = 0 \quad (\text{境界上})$$

となり、楕円型微分方程式の Dirichlet 型の境界値問題となる。ここで  $\lambda^2$  は  $\beta_p$ ,  $\mu$  はプラズマ常磁性に依存する量である。

$$\lambda^2 \propto \beta_p \pi^2 / (1 - R_1^2 / R_0^2)$$

$$\mu \propto M \pi^2 / \theta^2 (1 - R_1^2 / R_0^2)$$

$$\beta_p = 8\pi p_0 / (\pi \bar{B}_z)^2, \quad \theta = \pi \bar{B}_z / B_{\phi_{0v}}, \quad M = (B_{\phi_0}^2 / B_{\phi_{0v}}^2) - 1$$

また  $R_1$  はプラズマの inner edge の  $R$  である。そして

$$P(\Psi) = p_0 \Psi^2 / \Psi_0^2$$

$$I^2(\Psi) = I_s^2 + (I_0^2 - I_s^2) \Psi^2 / \Psi_0^2$$

とかける。

境界の形をきめると、それに応じて固有値と固有関数がきまる。また逆に境界の形をきめずに一般解の2つをとって重ね合せれば、 $\Psi = 0$  の線がプラズマ境界の形を示すことになる。ここでは境界の形をきめ、固有値、固有関数を考える。

なお固有値の意味は、固有値は圧力平衡式を表わす、である。

柱状プラズマを考えよう。このばあい平衡方程式は

$$(B) \quad \Delta \Psi = -4\pi \frac{d}{d\Psi} \left[ P(\Psi) + \frac{1}{8\pi} B_z^2(\Psi) \right]$$

となる。ただし、

$$\vec{B} = \Delta \Psi \times \mathbf{e}_z + B_z(\Psi) \mathbf{e}_z$$

である。かきかえると

$$\Delta \Psi + k^2 \Psi = 0$$

$$k^2 = (8\pi p_0 + B_{z0}^2 - B_{zs}^2) / \Psi_0^2$$

プラズマ断面が円するとき ( $r = a$ ) の解は

$$\Psi = c J_0(\alpha_{01} r/a)$$

固有値は

$$k^2 = \frac{\alpha_{01}^2}{a^2}$$

である。 $J_0$  は 0 次のベッセル関数。一方柱状プラズマの圧力平衡式は

$$\bar{p} + \frac{\bar{B}_z^2}{8\pi} = \frac{B_{zs}^2 + B_{\theta s}^2}{8\pi}$$

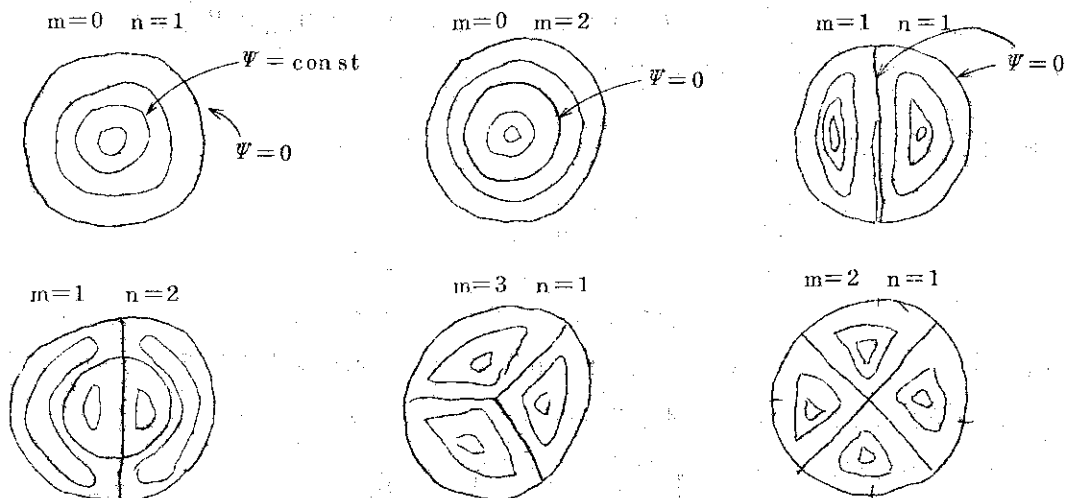
であるから  $p = p_0 \Psi^2 / \Psi_0^2$ ,  $B_z^2(\Psi) = B_{zs}^2 + (B_{z0}^2 - B_{zs}^2) \Psi^2 / \Psi_0^2$

を用いると (B) 式と同等であることがわかる。

### 3 柱状プラズマの平衡

柱状プラズマに対し、種々の断面の平衡解の例を示す。

(1) 円断面 ( $r = a$ ) (第1図)



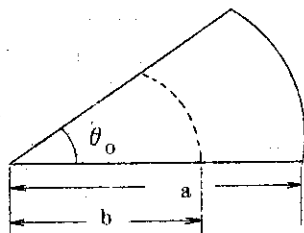
第 1 図

$$\Psi_{mn} = C J_m (\alpha_{mn} r/a) \cos m\theta$$

$$k^2 = \alpha_{mn}^2 / a^2$$

ここで  $J_m$  は  $m$  次のベッセル関数,  $\alpha_{mn}$  はその  $n$  番目の零点。

(2) 扇形断面 (第2図)



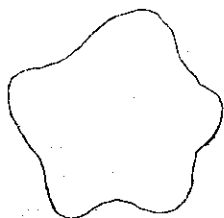
第2図

$$\Psi = \{ A J_\nu (\alpha r/a) + B N_\nu (\alpha r/a) \} \cos \nu \theta$$

$$k^2 = \alpha^2 / a^2, \quad \nu = \pi / \theta_0$$

$\alpha$  は  $J_\nu(\alpha) N_\nu(\alpha b/a) - N_\nu(\alpha) J_\nu(\alpha b/a) = 0$  の根である。とくに  $\nu = m$  (integer),  $\alpha = \alpha_{mn}$ ,  $(b/a) \alpha_{mn} = \alpha_{m, m-1}$  のときは(1)の例になる。 $b = 0$  のときは原点まで含むブラズマ断面となる ( $b = 0$ )

(3)  $r = a + \Delta \cos m\varphi$  のとき (第3図)



第3図

一般解は

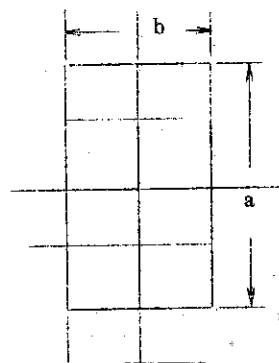
$$\Psi = \sum_{m=0}^{\infty} C_m J_m (\alpha r/a) \cos m\varphi$$

とくに

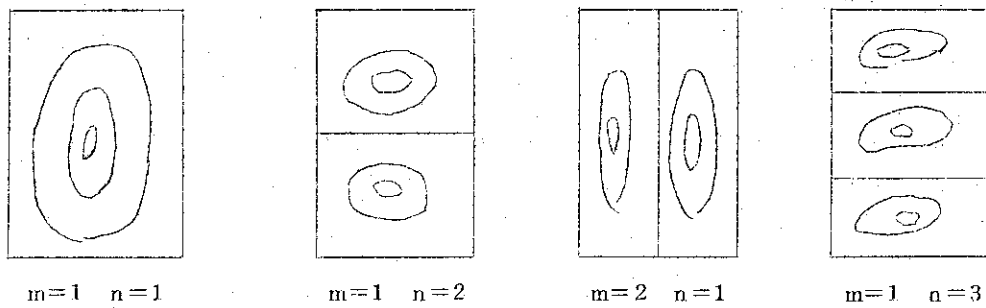
$$\Psi = C_0 J_0 (\alpha_{01} r/a) + C_m J_m (\alpha_{01} r/a) \cos m\varphi$$

とおき  $\Psi = 0$  の線を書くと、境界は表題のものとなる。

(4) 長方形断面 (第4, 5図)



第4図



第 5 図

$$\Psi_{mn} = \Psi_0 \sin \frac{m\pi}{a} \left( x - \frac{a}{2} \right) \sin \frac{n\pi}{b} \left( y - \frac{b}{2} \right)$$

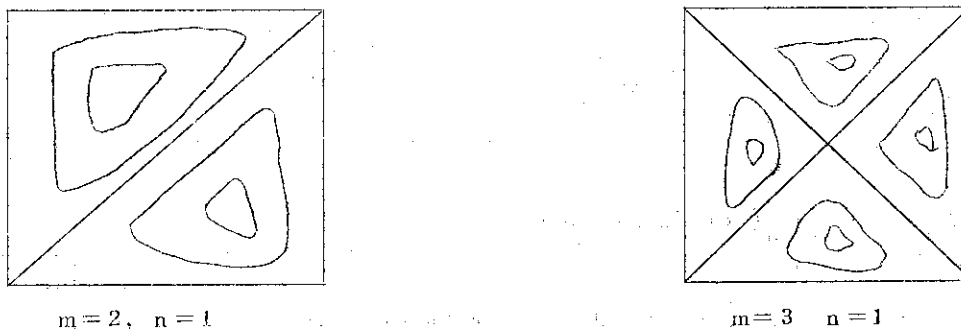
$$k_{mn}^2 = \frac{m^2 \pi^2}{a^2} + \frac{n^2 \pi^2}{b^2}$$

$m=1, n=1$  のときの平衡式は

$$8\pi p_0 + B_{z0}^2 - B_{zs}^2 = B_{x\max}^2 + B_{y\max}^2$$

ここで  $B_{x\max}, B_{y\max}$  はそれぞれ  $(x, y) = (0, \frac{b}{2}), (\frac{a}{2}, 0)$  でのポロイダル磁場である。

(5) 直角3角形断面(第6図)



第 6 図

$b=a$  のばあいには固有関数は縮退する。すなわち  $k_{mn}^2 = k_{nm}^2$ 。したがって

$$\Psi = \Psi_{mn} - \Psi_{nm}$$

$$= A \left\{ \sin \frac{m\pi}{a} \left( x - \frac{a}{2} \right) \sin \frac{n\pi}{a} \left( y - \frac{a}{2} \right) - \sin \frac{n\pi}{a} \left( x - \frac{a}{2} \right) \sin \frac{m\pi}{a} \left( y - \frac{a}{2} \right) \right\}$$

も解である。固有値は

$$k^2 = \frac{\pi^2}{a^2} (m^2 + n^2)$$

である。

$m=2$ ,  $n=1$  (3辺の長さが,  $a$ ,  $a$ ,  $\sqrt{2}a$  の3角形) では  $k^2 = 5\pi^2/a^2$  から

$$8\pi P_0 + B_{z0}^2 - B_{zs}^2 = \frac{5}{8} B_{pc}^2$$

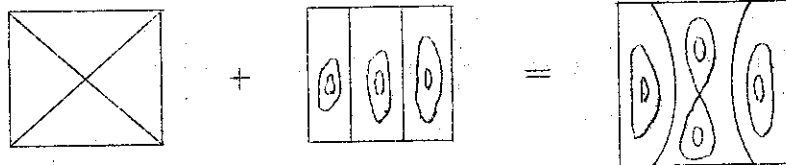
がえられる。 $B_{pc}$  は原点のポロイダル磁場。

(6) ダブレット型, ティアドロップ型, その他(5)と同様に

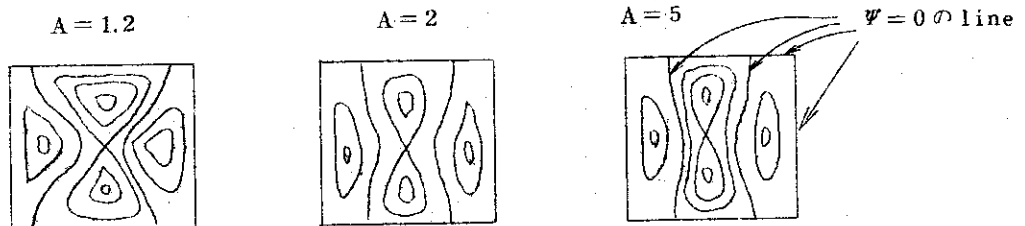
$$\Psi = A\Psi_{31} - \Psi_{13}$$

をかいてみる。

$$\Psi = \Psi_{31} - \Psi_{13} + (A-1)\Psi_{31}$$



第 7 図



第 8 図

であるから第7図が予想されるが, 実際第8図のような平衡解がえられる。

#### 4 トロイダルプラズマの場合

(A)にもとってトロイダルのばあいを考える。

$$z = Z/R_c, \quad t = R^2/2R_c^2$$

( $R_c$  はプラズマ中心の径) とし, また  $\Psi = u(t) \cos \nu z$  とおくと

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + \left( \lambda^2 R_c^4 + \frac{R_c^2 \mu - \nu^2}{2t} \right) u = 0$$

がえられる。

いま長方形断面を考える(第9図)。 $\varepsilon = a/2R_c$  において  $\varepsilon$  の一次までとると

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + k^2 u = 0$$

$$k^2 = \lambda^2 R_c^4 + 2(R_c^2 \mu - \nu^2) R_c^2 / R_1^2$$

がえられる。境界条件から( $z=0$ の面で対称とする)

$$\nu = m\pi R_c / b$$

$$k^2 = k_{mn}^2 = \frac{4n^2\pi^2}{(R_2^2 - R_1^2)^2}$$

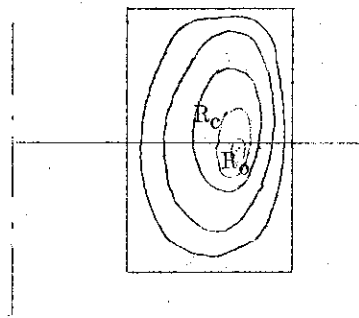
または

$$a^2 R^2 (1 - 2\varepsilon) \lambda^2 + \mu a^2 = \frac{a^2}{b^2} m^2 \pi^2 + n^2 \pi^2 (1 - 2\varepsilon)$$

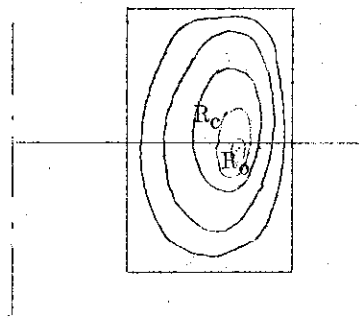
解は

$$\Psi_{mn} = \Psi_0 \sin \frac{n\pi(R^2 - R_1^2)}{R_2^2 - R_1^2} \cos n\pi \frac{Z}{b}$$

である。 $m=1, n=1$  の例を第10図に示す。ここで  $R_0^2 = R_c^2 + a^2/4$  である。



第9図



第10図

他の種々のばあいも、円柱プラズマの場合にトロイダル効果を入れればよい。縮退が生ずるのは  $b^2 = a^2 / (1 - 2\varepsilon)$  のときで、この場合

$$\Psi = A \Psi_{s1} - B \Psi_{13}$$

をつくれば、ダブレット型、ティアドロップ型がえられる。

## 5 まとめ

(1) 注目すべきことは、 $\Psi$ がダブレット型になるばあい、 $P \propto \Psi^2$ ,  $j_\phi \propto \Psi$  から、圧力は磁気軸上で最大、外に向って減少すること、トロイダル電流も磁気軸近くで最大になることである。いゝかえると2つの磁気軸近くに電流が集中するのは、もし境界でトロイダル電流が0という条件をつければ平衡条件からいえることである。

(2) 長方形断面のばあい、最低次のモードでは圧力平衡式から

$$\beta_p + \left\{ 1 + \frac{(1-8/\pi^2)\epsilon^2}{3(1-4\epsilon+6\epsilon^2)} \right\} \frac{M}{\theta^2} = 1 + \frac{a^2}{b^2} \left\{ 1 - \frac{2}{3} \frac{(1+4/\pi^2)\epsilon^2}{1-4\epsilon+6\epsilon^2} \right\}$$

がえられる (IPPJ-141 参照)。この方程式 (平衡条件) だけでは  $\beta_p$  は  $M/\theta^2$  に応じていくらかでも大きな値をとりうる。(第2の磁気軸が生ずることはない。) しかし  $j_\phi$  は断面上で一方向のみに流れているとすれば  $\beta_{pc}$  がえられる。すなわち

$$j_\phi = (\lambda^2 r^2 + \mu) \Psi$$

から

$$\beta_p R_1^2 / R_0^2 + M / \theta^2 \geq 0$$

がえられ、 $\beta_p$  の上限がでてくる。しかしこの  $\beta_p$  はやや特殊なので

$$\beta_I = 8\pi \left\{ \int p dV / \int d v \right\} \left\{ \int B_p d l / \int d l \right\}^{-2}$$

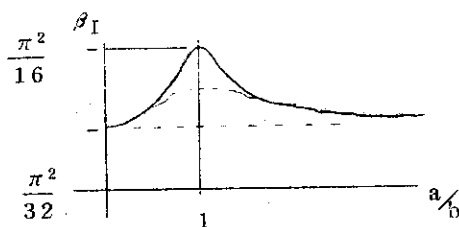
で  $\beta_I$  を定義する。すると

$$\beta_I = \frac{\pi^2}{16} \beta_p \left( 1 + \frac{a}{b} \right)^2 \left\{ 1 + \frac{a^2}{b^2} \frac{1+\epsilon^2}{(1-\epsilon^2)^2} \right\}^{-2}$$

となり、

$$\beta_I \leq \frac{\pi^2}{32\epsilon} \frac{(1+a/b)^2}{1+a^2/b^2}$$

がえられる (第11図)。



第11図

(3) 実験から平衡状態のプラズマの形がわかれば、その幾何学的形状および大きさから  $\beta_p$  と  $M/\theta^2$  の関係がでる。

$$f(\beta_p, M/\theta^2, g_i) = 0$$

$g_i$  は geometrical factor である。

- (4)  $M/\theta^2$  は測定可能な量であり、これから  $\beta_p$  がわかる。
- (5) シェルを用いてプラズマの形を規定するのも一つの方法である。
- (6) 長方形のばあいの  $\beta_{pc}$  の議論からわかるように、 $\beta_p$  の形状依存性はあまり大きくない。したがって安定条件から形状がきめられるべきであろう。この際、平衡解が単純な形で表示されているので非常に見通しがよくなる。
- (7) とくに磁気軸近くの安定性については、楕円度  $\varepsilon'$  は  $b/a$  で表わされるから Solov'ev 流の安定条件はそのまま用いられる。
- (8) ここで扱った平衡の圧力分布は、磁気軸近くでは放物型、境界近くでは接するように 0 になる、いわゆる拡散型の圧力分布である。



## 2. $\theta$ ピンチプラズマに対する高周波磁場の作用の仕方\*

日大理工 齊藤勝宜, 椎名庄一, 吉村久光

### 1. 問題の起り

$\theta$  ピンチでつくったプラズマの動的な安定化や平衡を実現するために、高周波場を用いるが、その効果がどのような機構で生ずるか興味ある問題である。プラズマと管壁の間に薄いプラズマがあり、このプラズマが予期しない効果を示す場合がある。

$\theta$  ピンチの放電管に金属板を巻きつけ、約 7 cm の軸に平行な間隙を設ける。こうすることによって金属壁のないときに外部コイルによってつくられるミラー磁場を変形することが出来る。(図 1)  $\theta$  ピンチ放電を行うとプラズマは磁場の弱いところ即ち間隙のある方向に向ってドリフトするが、高周波磁場 (1.2 MHz, 振幅 700 ~ 1500 ガウス) を用いると押しもどされて平衡位置に止る。<sup>1)</sup>

このときプラズマと管壁の間の磁場を測ってみると、間隙側では真空場の 2 ~ 3 倍の増大がみられ、反対の側では真空場と余り変らないという現象が見出された。プラズマの半径 (プラズマ密度が半分になる半径) と同じ半径の金属管でプラズマをおきかえても、又半径をふやして磁場測定子近くまでの半径の金属管でおきかえても磁場の増大はわずか 1.2 倍にすぎなかった。

### 2. 装置と測定結果

同軸ケーブルでつくったコンデンサー (5 KJ) の放電電流を主コイルの一部に流して高周波磁場をつくる。すなわち、高周波コイルは、主コイルの中心部にあるミラー磁場をつくるために平行に電流を流すコイルの部分を使う。20 KV 充電で 1000 ガウス (振幅) 程度であった。高周波放電の  $e$  分の 1 にさがる時間は約 5  $\mu$ sec であった。

金属壁は高周波 (1.2 MHz) に対する表皮効果を考慮して充分厚くつくってある。約 0.25 mm である。

高周波磁場と金属壁の間隙の関係は正確に計算出来る。高周波の周波数の選択はプラズマのアルフベン速度 ( $\sim 1$  cm/ $\mu$ sec) をメドにしてきめたが、磁場の振幅を必要な大きさにすることから起る技術的制限があって、もっと高い周波数は出せなかった。

STL 高速カメラ、マツハツエンダー干渉計でプラズマの運動と密度分布をきめたのち、磁気探針を使って磁場の測定を行った。主コイルと放電管壁の間、プラズマの密度の半値半径 (約 1.5 cm) 上で間隙のある側、プラズマの軸上、間隙の反対側のプラズマと金属壁の間などの場所である。高周波電流の流れている半径をきめる意図もあって、2 種類の半径 (1.5 cm と 3 cm) の金属管をプラズマの代りに入れて同じ場所で磁場を測った。このうちのいくつかの例を第 2 図に示す。

第 2 図 a, b はプラズマの密度の半値半径及び 3 cm 半径の金属管を入れて磁場を測ったも

\* 発表者 吉村久光

のである。縦軸は真空場との比である。結果は間隙側でせいぜい1.2倍しか増えない。第2図Cはプラズマのある場合の磁場の測定結果である。間隙側では2~3倍にふえている。高周波磁場の各振動の振巾又はピーク・ピーク値を真空場とくらべても平均2倍以上あった。振幅最大のところでは1500 Gaussピーク・ピークは3000 Gaussに達する。

尚実験はヘリウム100 mTで行いプラズマの密度は $2 \times 10^{16} / \text{cm}^3$ , 温度は1.0 eV,  $\beta \approx 0.1$ であった。

### 3 磁場の異常増大の機構

金属管でおきかえても、磁場が余り変らないこと、コイルの高周波電流の変化が余りないことから、この磁場の変化は、主磁場(周期50  $\mu\text{sec}$ , ピーク値10 K Gauss)の変化が探針にあらわれているとみることが出来る。高周波磁場の磁気圧によって、プラズマが圧縮膨張を行い、これによって主磁場が変化すると考えられる。 $\theta$ ピンチでプラズマが軸上にできたとき、径方向振動を自励するが、この周波数は0.8 MHz位である。高周波周波数はこの周波数にきわめて近い。このことからプラズマ柱に $m=1$ の振動を高周波磁場で励起していると考えることが妥当であろう。

高周波電流密度が間隙側とその反対側では違うという非対称性を無視して、プラズマ柱が磁束保存をしているという単純な模型を使うと<sup>2)</sup>、高周波電流はプラズマの密度の半値半径の約2倍の半径のところを流れていて、圧縮膨張による振巾は数mmであればよいという結論がえられる。イメージをもっとはっきりさせるため金属壁をはずして、 $m=0$ の振動などをしらべるべく、研究は進行中である。

研究会で多くの方々が議論に参加して頂き感謝致します。又発表その他でお世話をしていただいた原研核融合部の方々に感謝致します。

### 文 献

- 1) 斉藤・雅名・吉村, J. Phys. Soc. Jap. 33(1972)1501
- 2) 等々力・浜田・佐藤 正 私信

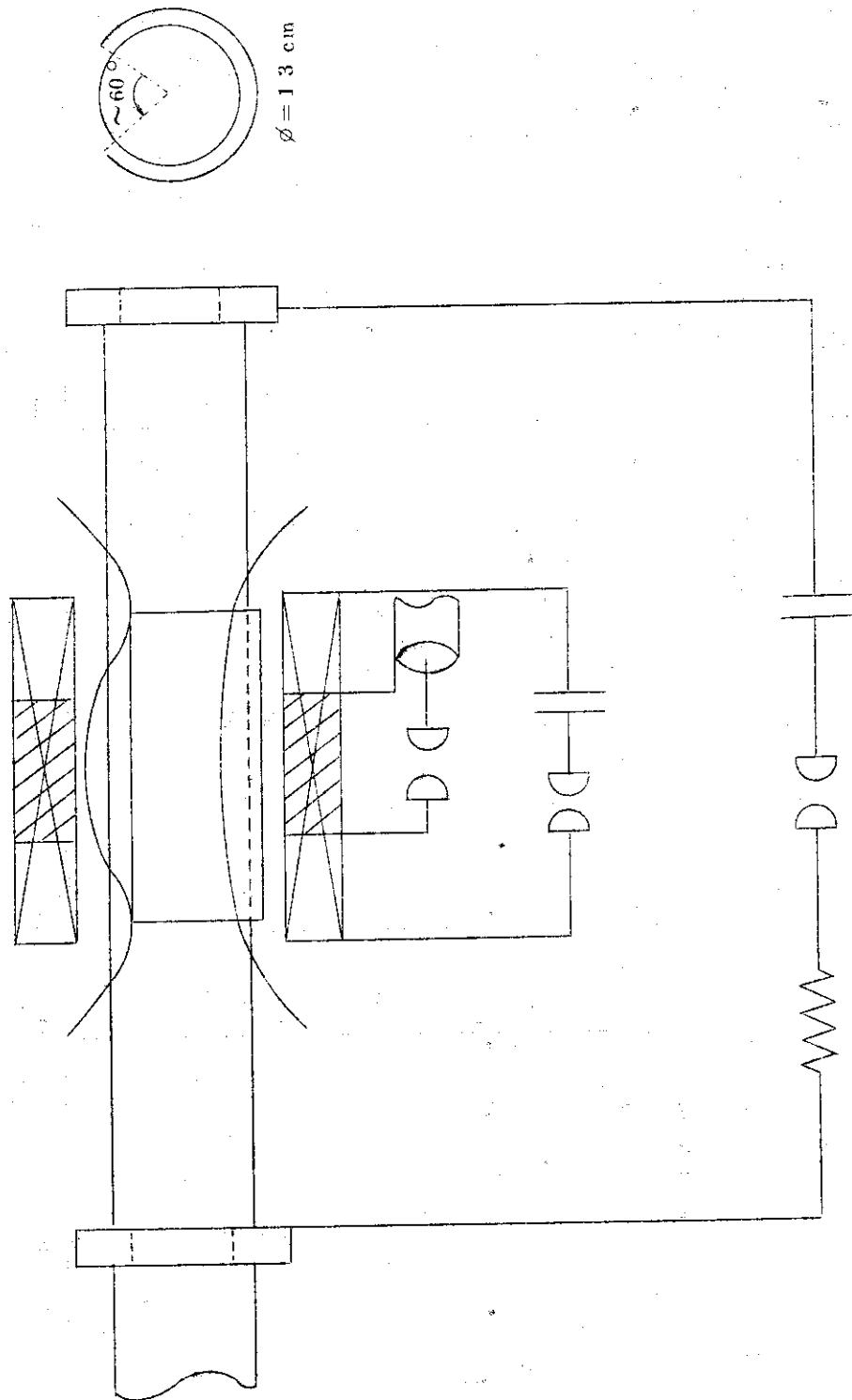
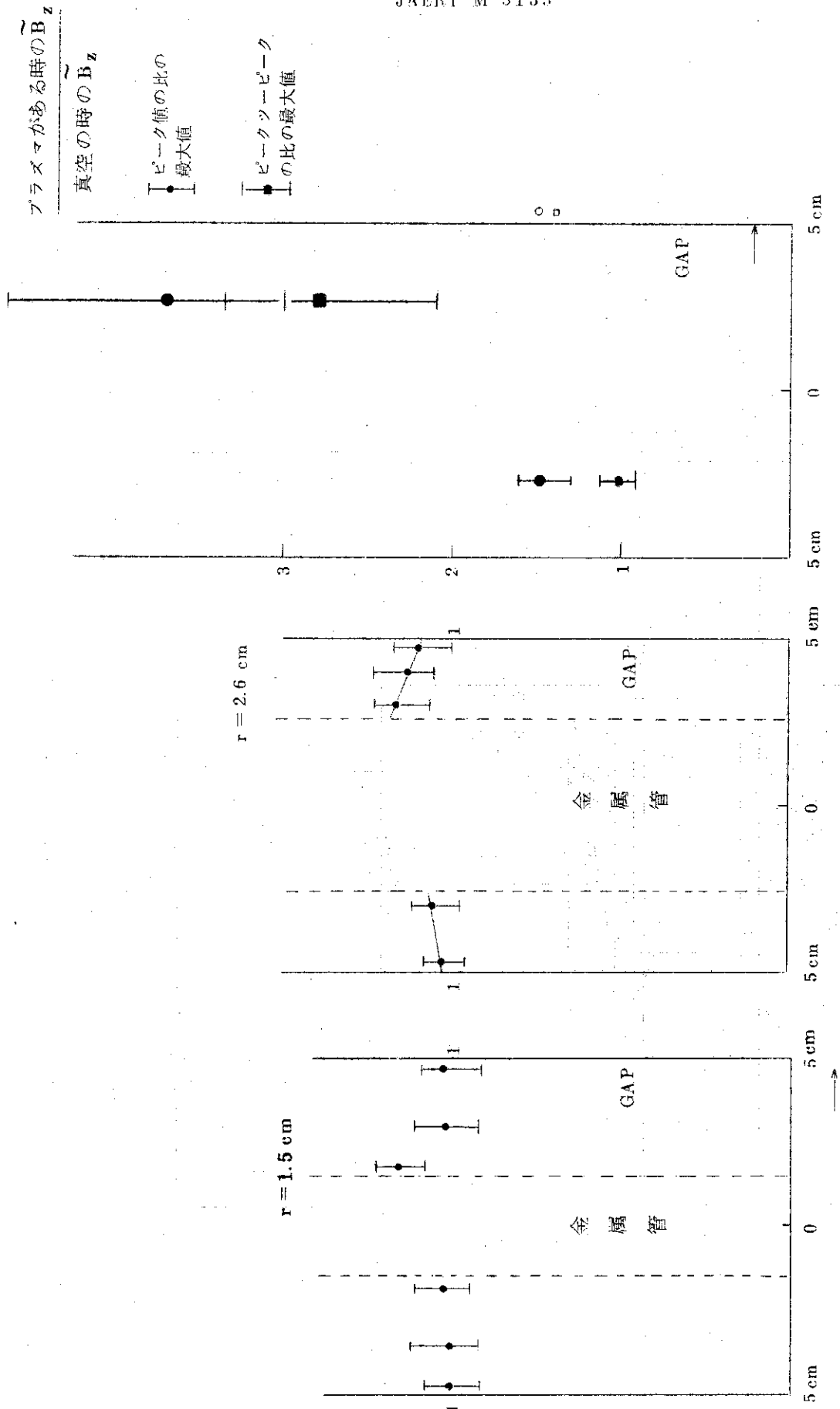


Fig 1



### 3. 2つのoptical modeを用いたプラズマ測定法の検討

京大工 板谷良平

#### 1 レーザ散乱測定の問題点

散乱断面積が小さいため、散乱光を測定するさいプラズマの自然放射光および実験装置の迷光が問題となる。これを解決するには入射光のパワーを増大するか、あるいは実効散乱断面積を大きくすればよい。そこで2つの波を用いたとき、散乱または透過特性がどう変わるかを検討する。

#### 2 2つのoptical modeを用いる方法

$(\omega_1, \vec{k}_1)$ ,  $(\omega_2, \vec{k}_2)$  の波をプラズマに当てたとき、つぎの4種の方法が考えられる。

- (a)  $\omega_1 + \omega_2$ ,  $\vec{k}_1 + \vec{k}_2$  の波を観測する。
- (b)  $\omega_1 - \omega_2$ ,  $\vec{k}_1 - \vec{k}_2$  の波を観測する。
- (c)  $\omega_2$ ,  $\vec{k}_2$  の波を断続し,  $\omega_1$ ,  $\vec{k}_1$  の波の透過電力の変化を観測する。
- (d) もう1つの波  $\omega_3$ ,  $\vec{k}_3$  の散乱を測定する。

#### 3 散乱強度または減衰量の計算

電流密度  $\vec{j}$  よりベクトルポテンシャル  $\vec{A}$  を経て放射電界強度  $E_{sc}$  が求められる。

$$\Delta \vec{A}(\vec{r}_p) = \frac{\vec{i}_o(\vec{r}_Q)}{4\pi C^2 \epsilon_0 R_{PQ}} \Delta V$$

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad \vec{E}_{sc} = -\frac{1}{k_{sc}^2} \vec{k}_{sc} \times (\vec{k}_{sc} \times \vec{E})$$

よりポインティングベクトルは

$$\vec{S}_{sc} = \vec{E}_{sc} \times \vec{H}_{sc} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{sc}^2 \frac{\vec{k}_{sc}}{k_{sc}}$$

となる。ここで  $\vec{i}_o(\vec{r}_Q) = \epsilon_0 \partial \vec{E} / \partial t + \vec{j}$ 。したがって  $\vec{j}$  を計算すればよい。

Vlasov 方程式から,  $\lambda_s = q_s / jm_s$ ,  $g_{\omega k} = (\omega - \vec{k} \cdot \vec{v})^{-1}$ ,  $\vec{\partial} = \partial / \partial \vec{v}$ ,  $\vec{F}_{\omega k} = (1 - \vec{k} \cdot \vec{v} / \omega) \vec{E}_{\omega k} + (\vec{v} \cdot \vec{E}) \vec{k} / \omega$  とおき,

$$f_{\omega k} = f_{\omega k}^{(1)} + f_{\omega k}^{(2)} + \dots$$

$$f_{s\omega k}^{(1)} = \lambda_s g_{\omega k} \vec{F}_{\omega k} \cdot \vec{\partial} f_0$$

$$f_{s\omega k}^{(2)} = \lambda_s^2 g_{\omega k} \vec{F}_{\omega' k'} \cdot \vec{\partial} g_{\omega'' k''} \vec{F}_{\omega'' k''} \cdot \vec{\partial} f_0$$

と展開する。ここで  $\omega' + \omega'' = \omega$ ,  $\vec{k}' + \vec{k}'' = \vec{k}$ 。電流密度は

$$\vec{j}_{\omega \vec{k}}^{(n)} = \sum q_s \int \vec{v} f_{s \omega \vec{k}}^{(n)} d\vec{v}$$

として求められる。

#### 4 電流密度の比較

(a) 普通の散乱を考える。入射光  $E_1(\omega_1, \vec{k}_1)$  に対して

$$\begin{aligned} |\vec{j}_{sc}| &\simeq \frac{q}{m} \frac{k_d^2}{k^2} \frac{\epsilon_0 E_1}{\omega_2} (\vec{E}_{\omega \vec{k}} \cdot \vec{k}) Z' \left( \frac{\omega}{k v_T} \right) \\ &\simeq \left( \frac{q}{m} \right) \left( \frac{k_d^2}{k^2} \right) \left( \frac{\epsilon_0 E_1}{\omega_2} \right) (\vec{E}_{\omega \vec{k}} \cdot \vec{k}) \end{aligned} \quad (1)$$

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega, \quad \vec{k}_{sc} - \vec{k}_1 = \vec{k}$$

(b) 2(b)のばあい

$$\begin{aligned} |\vec{j}_{1-2}^{(2)}| &\simeq \frac{\omega_-}{\omega_1 \omega_2} \frac{q}{m} \frac{k_d^2}{k^2} \epsilon_0 E_1 E_2 k \\ &\simeq \left( \frac{q}{m} \right) \left( \frac{k_d^2}{k^2} \right) \left( \frac{\epsilon_0 E_1}{\omega_2} \right) \left( \frac{\omega_-}{\omega_1} E_2 k \right) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_-, \quad \vec{k}_1 - \vec{k}_2 = \vec{k}$$

(c) 2(c)のばあい

$$\begin{aligned} |\vec{j}_1^{(2)}| &\simeq \frac{q}{m} \frac{k_d^2}{k^2} \epsilon_0 \frac{E_1 E_2^2}{\omega_2 \omega_-} \frac{q}{m} \frac{\omega_-}{\omega_1 \omega_2} \frac{k_d^2}{\epsilon^{(1)}} \\ &\simeq \left( \frac{q}{m} \right) \left( \frac{k_d^2}{k^2} \right) \left( \frac{\epsilon_0 E_1}{\omega_2} \right) \frac{1}{\epsilon^{(1)}(\omega_-, k)} \left( \frac{k_d^2}{k^2} \right) \left( \frac{v E_2 k}{\omega_1} \right) (E_2 k) \end{aligned} \quad (3)$$

(d) 2(d)のばあい

$$\begin{aligned} \vec{j}_s &\simeq \left( \frac{q}{m} \right) \left( \frac{k_d^2}{k^2} \right) \frac{\epsilon_0 E_3}{\omega_s} (\vec{E}_{1-2} \cdot \vec{k}_{1-2}) \\ &\simeq \left( \frac{q}{m} \right) \left( \frac{k_d^2}{k^2} \right) \frac{\epsilon_0 E_3}{\omega_s} \frac{1}{\epsilon^{(1)}(\omega_-, k)} \frac{q}{m} \frac{k_d^2}{k^2} E_1 E_2 \frac{\omega_-}{\omega_1 \omega_2} \frac{k^2}{k v_T} \end{aligned}$$

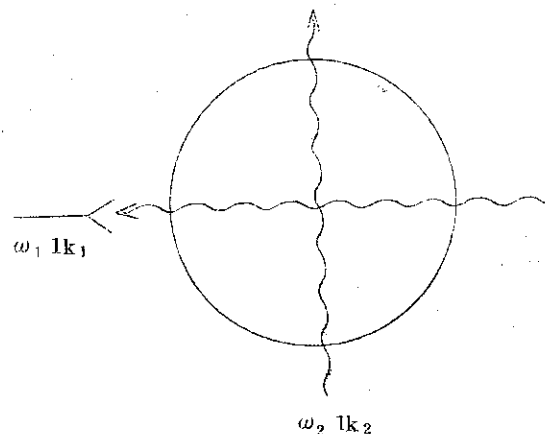
$$\approx \left( \frac{q}{\epsilon_0} \right) \left( \frac{k_d^2}{k^2} \right) \frac{\epsilon_0 E_3}{\omega_s} \frac{1}{\epsilon^{(1)}(\omega_-, k)} \left( \frac{k_d^2}{k^2} \right) \left( \frac{v_{E1} k}{\omega_2} \right) \frac{\omega_-}{k v_T} (E_2 k) \quad (4)$$

(1)~(4)式を比較すると明らかなように、(1)式の thermal fluctuation の項 ( $E_{\omega k} \cdot k$ ) に対応する項 (~~~~を印した) の大きさによって散乱強度が支配されることがわかる。

## 5 透過光強度変化を用いたプラズマ測定法の提案

2(c)の方法を少しくわしく考察する。図のように  $(\omega_1, \vec{k}_1)$  の波をプラズマに通し透過強度を測定する。一方  $(\omega_2, \vec{k}_2)$  の波を断続的に印加すると、この波が印加されている間は非線形ランダウ減衰を引きおこし、波を切るとこれは止む。すなわち透過光強度は  $(\omega_2, \vec{k}_2)$  の波の断続によって変化するはずである。

ビート波の位相速度  $v$  は  $\Delta\omega/\omega = (\omega_1 - \omega_2)/\omega \sim 10^{-4}$  とすると



$$v = \frac{\Delta\omega}{|\Delta\vec{k}|} \sim \frac{\Delta\omega}{\omega} \frac{\omega}{|\vec{k}|} \sim 10^{-4} c = 3 \times 10^8 \text{ cm/sec}$$

となる。これは 5 eV の  $H^+$  の熱速度である。よってイオンによる非線形ランダウ減衰の観測も不可能ではない。 $\Delta\omega$  をスイープすることによって  $v$  を変え、透過減衰量の測定によって分布関数の測定が可能となる。

入射波の NLLD による減衰距離は<sup>1)</sup>  $\Delta\omega/|\Delta\vec{k}| \ll v_{Ti}$  のとき

$$\frac{1}{\ell} \sim \left( \frac{\Delta\omega}{|\Delta\vec{k}| v_{Ti}} \right) \frac{S_1}{n k T_i v_g} \left( \frac{\omega_{pe}^3}{\omega_1} \right)^3 \omega_{pe} \left( 1 + \frac{T_e}{T_i} \right)^{-2}$$

である。ここで  $S_1 = |E_1 \times H_1|$ ,  $v_g$  は群速度である。いま  $n_e \sim 10^{14}/\text{cm}^3$ ,  $T \sim 10^{50} \text{ K}$ ,  $S = 0.1 \text{ W/mm}^2$ ,  $f = 100 \text{ GHz}$  とすると  $\ell = 10^8 \text{ m}$  となるので、 $L = 0.1 \text{ m}$  とすると  $\Delta P/P \sim 10^{-7}$  程度の検出ができればよいことになる。

実際のばあいには、 $\omega_1$  の波を変調して  $\omega_2$  の波を作るのがよい。 $\text{CO}_2$  レーザを Q スイッチ

して用いることも可能であるが、 $\Delta\omega$ を連続的に変えるのに工夫を要する。

この方法の特長として次のことが挙げられよう。

- (a)  $\omega_1$  が  $\omega_p$  に近いほどよいが、通常の方法ではプラズマの形の変化がきいてくる。これに対し本方法では形の変化はきいてこない。
- (b) マイクロ波を用いても  $\omega_1$  と  $\omega_2$  の波の交叉した点の近くの情報をうることができる。すなわち空間分解能が上げられる。
- (c) 高レベル信号の微弱変化の検出であるから雑音は少ないが検出器に工夫がいる。

## 文 献

- 1) V. N. Tsytovich, Soviet Phys. USPEKHI 9 (1967) 805



## あ　と　が　き

本報告書は「トーラス実験討論会」(昭和47年11月30日-31日, 東海研AB会議室)の記録として, 各発表者による原稿をそのまま集録したものである。編集上必要な加筆, 変更は最小限にとどめた。

この討論会は核融合研究委員会の活動の一つとして行われた。トーラス専門部会(田中正俊, 藤沢登, 井上堅司, 毛利明博(名大プラズマ研), 寺島由之介(同上), 大和春海(東芝総研))において計画の大要を検討し, 細部の調整は井上, 藤沢, 田中が担当した。

当日は各大学, 研究機関から多数の研究者が参加され(付録2), 各報告について活潑な討論が行われた。本報告書には採録されていないが, 田村早苗, 寺島由之介, 内田岱二郎(名大プラズマ研), 大和春海の各氏から, 参加された国際会議など海外の動向についての報告がなされた。また29日午後のJFT-2見学では, 装置をかこんで長時間討論が続けられた。なお日程の都合で宇尾教授はじめヘリオトロングループ(京大工)の方が参加されなかったのが残念であった。

本討論会の実施にあたって東海研庶務課, 構内課, 厚生課の担当の方々, 核融合研究室の半田事務長, 小川, 大竹両嬢にいろいろ御協力を頂いたことを記して深く感謝します。(原研, 田中, 井上記)

# 附録1 「トーラス実験討論会」プログラム

11月28日(火) (司会, 田中(原研))

1. あいさつ(原研, 森)
2. JFT-1の実験(原研, 永島\*, 有蘭)
3. JIPP ステラレータの実験報告(名大プラズマ研, 藤原)
4. コメント(名大プラズマ研, 毛利)
5. ハイブリッド磁界を用いるプラズマ保持(名大工, 奥田)
6. 高周波電場の応用の可能性(日大理工, 吉村)
7. Tbilisi 会議とソ連のステラレータ(名大プラズマ研, 寺島)

11月29日(水) 午前(司会, 藤沢(原研))

8. 変形断面トカマクの平衡について(名大プラズマ研, 鈴木)
9. プラズマ研STEP計画について(同, 平野)
10. ETL-TPE1(電総研, 小川)
11. 米国物理学会報告(東芝総研, 大和)

午後(司会, 寺島(名大プラズマ研))

12. 強磁界トカマク計画と予備実験(東北大工, 長尾)
13. 乱流加熱トカマクの実験計画(阪大工, 天野, 山本)
14. 高安定化磁場装置の計画(原研, 吉川)
15. Grenoble 会議報告(原研, 田村)

15:30 より JFT-2見学

11月29日(木) 午前(司会, 毛利(名大プラズマ研))

16. JFT-2の実験(原研, 伊藤)
17. 小型トカマク実験報告(東大工, 松岡)
18. NOVAにおけるプラズマの平衡と振動の解析(京大工, 深尾)

午後(司会 三好(理研))

19. 2つの optical modes を用いた分布関数の測定(京大工, 板谷)
20. COT実験(名大プラズマ研, 内田)
21. High  $\beta$  Topical Conf 報告(同上)

\* 以下当日の講演者を記す。

# 附録2 「トーラス実験討論会」参加者リスト

|         |                                                             |
|---------|-------------------------------------------------------------|
| 東 北 大 工 | 長尾重夫, 杉田慶一郎                                                 |
| 埋 研     | 三好昭一, 安藤剛三                                                  |
| 電 総 研   | 小川潔, 矢作栄一, 島田寿男, 平野洋一                                       |
| 東 大 工   | 西野治, 井上信幸, 二瓶仁, 末広忠輔, 松岡啓介, 山崎耕造                            |
| 日 大 理 工 | 吉村久光, 佐藤正知, 浜田繁雄, 等々力二郎, 横山和夫, 椎名庄一                         |
| 静 岡 大 工 | 染谷太郎                                                        |
| 名 大 工   | 奥田孝美, 田中裕二                                                  |
| 名大プラズマ研 | 高山一男, 寺島由之介, 内田岱二郎, 宮本健郎, 毛利明博, 平野恵一, 増崎克, 鈴木康夫, 藤原正己, 佐藤絃一 |
| 金 沢 大 理 | 川崎温 (客員)                                                    |
| 京 大 工   | 板谷良平, 百田弘 (客員), 深尾正之                                        |
| 阪 大 工   | 天野恒雄, 山本新                                                   |
| 原 研     | 矢野淑郎 (電離気体), 迫淳 (安全工学), 篠原慶邦, 藤沢武夫 (炉制御) ほか核融合研究室員          |