

JAERI-M

6144

JFT-2aの電気磁氣的測定

(放電特性測定器)

1975年6月

狐崎 晶雄・下村 安夫・前田 彦祐・徳竹 利国
永島 孝・大塚 英男・永見 正幸

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.

JFT-2aの電気磁氣的測定
(放電特性測定器)

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部
狐崎晶雄, 下村安夫, 前田彦祐, 徳竹利国
永島 孝, 大塚英男, 永見正幸

(1975年5月8日受理)

高安定化磁場試験装置(JFT-2a)の電気磁氣的測定のために製作した放電特性測定器の設計と実際について述べた。この種の測定器の設計のための問題点をあげ, 具体的にその設計例を示し, それによる測定結果を例示した。この中には新しい提案も2, 3含まれている。

Electro-magnetic Diagnostic System for DIVA

Akio KITSUNEZAKI, Yasuo SHIMOMURA, Hikosuke MAEDA, Toshikuni TOKUTAKE

Takashi NAGASHIMA, Hideo OHTSUKA, Masayuki NAGAMI

Division of Thermonuclear Fusion, Tokai, JAERI

(Received May 8. 1975)

Design and construction of the electro-magnetic diagnostic system for JFT-2a (DIVA) are described. Problems in the design are indicated, giving the solution for each problem. Some problems are intrinsic in JFT-2a. The means to deal with them are discussed.

目 次

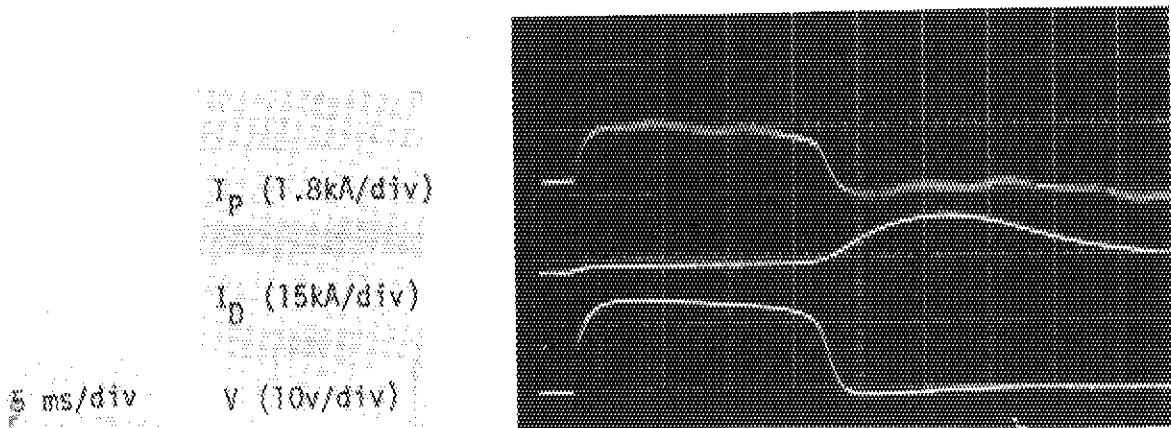
1. はじめに	1
2. ポロイダル磁場の測定	2
3. ワンターン電圧	15
4. 電流の測定	15
5. 反磁性の測定	16
6. 回路	21
7. 測定例	24
8. おわりに	27

3 ワンターン電圧

JFT-2aでは、シェルが真空容器の中にあり、プラズマの近くにワンターン電圧測定用のコイルを設置することが困難である。実際には第1図に示したように、真空容器のすぐ外側にコイルを設置してある。この場合には、プラズマ柱のワンターン電圧と、測定コイルに発生する電圧とは、各々と鎖交する磁束が異なるために一致しない。また、この差異を求めるには、鉄心やシェルの影響を考えねばならず、容易ではない。しかし、プラズマ電流がほぼ一定で、プラズマ柱も定常と見なせる時には、プラズマ電流、フープ電流、シェル電流（分布）が変化せず、これらの電流によって生じる磁束からは電圧が生じない。この時の電圧は主に一次巻線による鉄心中の磁束変化によって生じており、これはプラズマ柱とワンターン電圧測定用コイルとの差は小さいと考えられる。実際に測定した結果でも、鉄心に巻いたワンターン・コイルの電圧と、真空容器に巻いたワンターン・コイルの電圧との差は、プラズマ電流が平坦定常部分では、10%程度である。したがって、第1図に示した測定用コイルの配置でも、プラズマが定常のときにはワンターン電圧の測定が可能である。

4 電流の測定

各種の電流値は、第1図b)に示した配置のロゴスキー・コイルによって測定する。プラズマ電流の測定は、ダイバータ・フープ電流との和から、ダイバータ・フープ電流を差引いて行っている。差をとることは、積分後に差動増巾器を用いて行っており、差の実測値は第15図に示す通りである。第15図には、プラズマ電流のない場合を示してあり、約25ms以後にダイバータ・フープ電流は主変流器の鉄心が飽和したために電流が流れている。この場合にも差信号は雑音レベルしか現れない。なお、鉄心飽和前に差信号が見えるのは、ダイバータ・フープのカバー（ステンレスの管でワンターンを構成している）に流れる電流である。参考までに述べると、第17図のワンターン電圧と、フープのカバーに流れる電流から、フープのカバーの抵抗値が約9mΩと計算される。



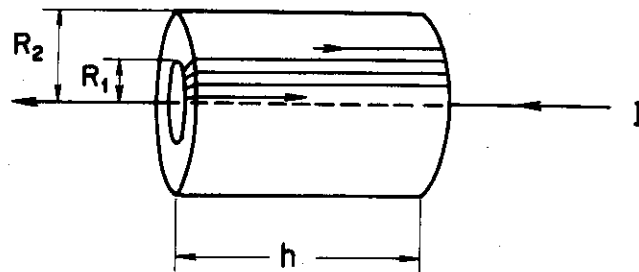
第15図 $(I_p + I_D) - I_D = I_p$, 差動出力の誤差（鉄心飽和後の I_D は差動によって打消されている）

5 反磁性の測定

トカマク型装置のプラズマはトロイダル磁場に沿って保持されるが、プラズマは導電性であり、磁束を外へ押し出し、磁気圧とプラズマ圧力とは均合った状態になる。プラズマに押し出された磁束（反磁性）を測定することによって、プラズマの圧力 = (密度) × (温度) を知ることができる。磁束を測定するには、プラズマ柱のすぐ外側にコイルを巻くことが望ましいが、JFT-2aではダイバータ・フープがありプラズマ柱の近くで測定することは困難である。そこで、トロイダル・コイルを検出コイルと考え、トロイダル・コイル電流の変化によって反磁性を測定することとした。しかし、付録2に述べるように、トロイダル・コイル電流 (I_T) の変化分は非常に小さく、 $\beta_p = 0.1$ の変化を測定するためには、 I_T の 3×10^{-5} の変化を測定しなければならない。このためには、トロイダル磁場の変動（リップル）を極めて小さく抑えまた感度の高い検出コイルが必要である。本節では、このためのコイルの設計と製作結果、および測定回路について述べる。

5.1 コイルの設計

トロイダル・コイル電流 I_T を測定するコイルの形は第16図に示す普通の形のものを用いる。 I_T によってコイルの中に生じる磁束 F は、



第16図 電流測定用ロゴスキー・コイル

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot I_T \cdot h \ell_n \frac{R_2}{R_1} \quad (9)$$

巻数 N のとき、起電力は

$$E = N \cdot \frac{dF}{dt} \quad (10)$$

上式より、 $I_T = 7 \text{ kA}$ (設計値) の 3×10^{-5} に対する起電力は、次のようになる。

$$E = 4 \times 10^{-8} \cdot \omega \cdot N \cdot \alpha \quad (11)$$

ただし、
$$\alpha = h \ell_n \frac{R_2}{R_1} \quad (12)$$

$\omega \approx 100$ であり、 E が検出できる大きさとなるためには、巻数が多く、形も大きくしなければならない。したがって巻線抵抗、インダクタンス

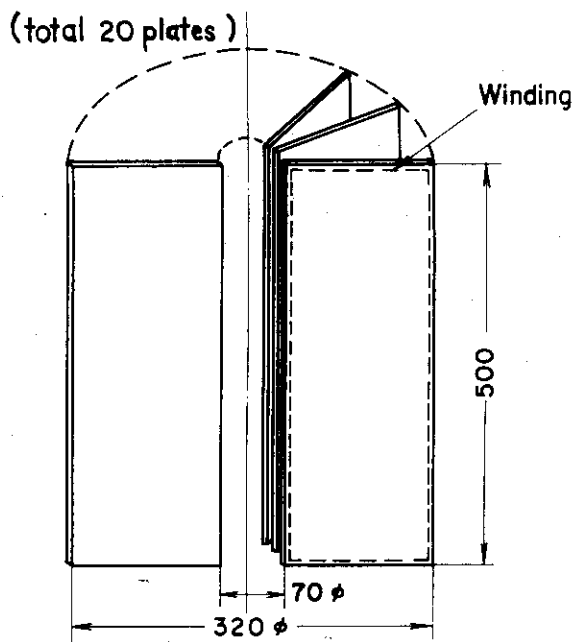
$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} N^2 h \ell n \frac{R_2}{R_1} \quad (13)$$

も大きくなる。しかし、この検出コイルはプラズマ装置本体から離して電源室内のフィーダに取付けることが可能であり、インピダンス整合回路を使用できる。その場合、測定する電圧は(11)式で表わされる。コイルの製作法を考慮して起電力Eが測定可能な1.0 mV程度になるように値を決定した。その結果は、 $N = 2000$ 、 $h = 0.5$ m、 $R_2/R_1 = 30$ cm/6 cmである。この場合、 $\omega = 100$ のとき $E = 6.4$ mVである。また、 $L = 0.64$ Hであるが、測定抵抗を大きくできるので、周波数特性も問題はない。

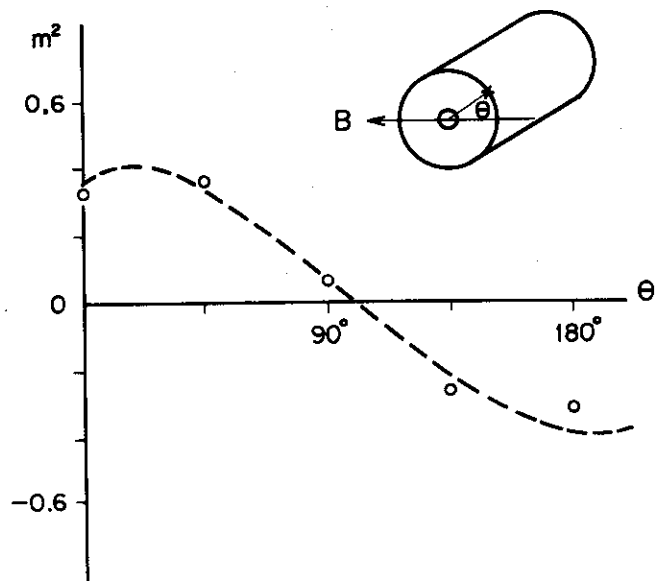
以上の結果を用いて、第17図のようなコイルを製作した。トロイダルに巻き易いように20枚の矩形平板コイルを組立てたもので、このようにすることによって巻き乱れによる外部雑音磁場の検出を減らすことができる。各平板コイルは0.3φの巻線を200回巻いてあり、抵抗値は40Ωである。一様な外部磁場に対しては、巻線が完全に均一に巻いてあれば全く感じない。しかし、実際には巻き乱れがあり、外部磁場の影響が表われる。第17図の構造のときは、軸方向の磁場に対しては巻き乱れの影響は小さい。軸と直角方向の磁場に対する、コイル巻き乱れによる等価的な検出面積を実測したものを第18図に示す。トロイダル・コイル電流による磁束との鎖交数は

$$\begin{aligned} \phi &= N \times \frac{\mu_0}{2\pi} I_T h \ell n \frac{R_2}{R_1} \\ &= 2 \text{ Wb} \cdot \text{Turn} \end{aligned}$$

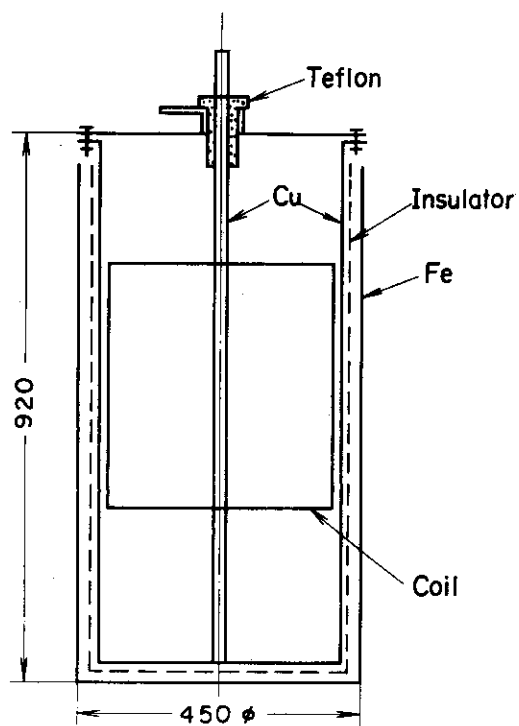
であり、外部磁場の影響はこれの 3×10^{-5} に対して無視できるほど小さくしなければならない。 1×10^{-5} として、前出の等価コイル面積 0.4 m²より許容外部磁場は0.5 Gaussである。電源室内の外部磁場は5 G程度と予想され、これをシールドするため第19図に示すようなケースを製作した。この磁気・静電シールドにより、外部磁場は約10分の1になる。また、シールドの導体は同軸型とすることによって端子部分の影響を小さくし、かつ静電シールドも兼ねさせている。



第17図 トロイダル・コイル電流測定用
ロゴスキー・コイル



第18図 第17図コイルの外部磁場に対する
感度(等価コイル面積)

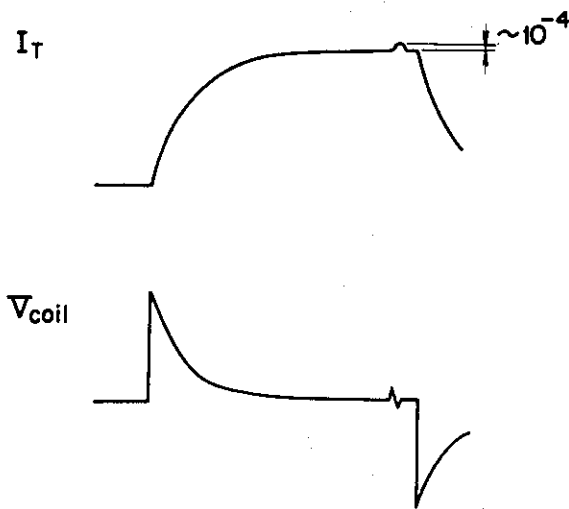


第19図 静電・磁気シールド(同軸形)

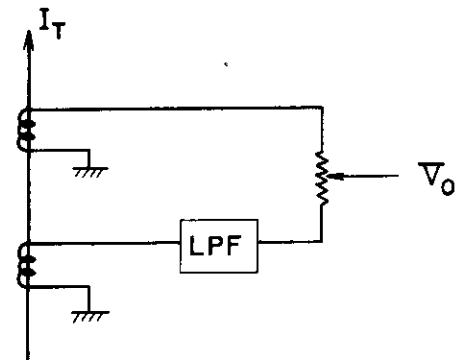
5.2 反磁性測定回路

前節で、反磁性を測定できるようにコイルを設計した。実際の測定について考えてみると、トロイダル・コイルの電流は、第20図(a)のように流れ、この微小な変化を測定する。この際もとの I_T 分が大きく、変動を測定するには、フィルタなどで低周波分を除去する必要があること、および I_T に僅かでも変動があるときに、その除去が問題である。測定したい変動と周波数の異なる雑音分については、低周波フィルタを用いた Mirnov の方法がある。JFT-2a で製作した放電特性測定器は、積分器にゲートを付加して Mirnov の方法が使えるようにしてある。

(a)



(b)



第20図 反磁性の測定 (a)測定波形 (b) Mirnov の回路

しかし、JFT-2a のトロイダル・コイル電源はサイリスタを用いた整流器であり、300 Hz の雑音（リップル）が実測で 8×10^{-4} もある。この雑音は測定したい周波数範囲にあり、フィルタによる除去は困難である。この対策として、トロイダル・コイル電源にフィルタを付けることも考えられるが、実際は諸事情で不可能であった。

これに対して、次に述べる方法を考えているが、実際には、信号の大きさ、回路の雑音などで困難であり、現在までに結果は得られていない。しかし、原理的にはどんな電源で、どんな雑音に対しても使える方法であり、ここに述べることにする。第21図に示すように、トロイダル・コイル電源系の電流と電圧を考えると、

$$V = I_T \cdot R + \frac{d\phi}{dt}$$

$$\phi = \phi_0 + \phi_p = (I_{T0} + \Delta I_T) \cdot (L_0 + \Delta L)$$

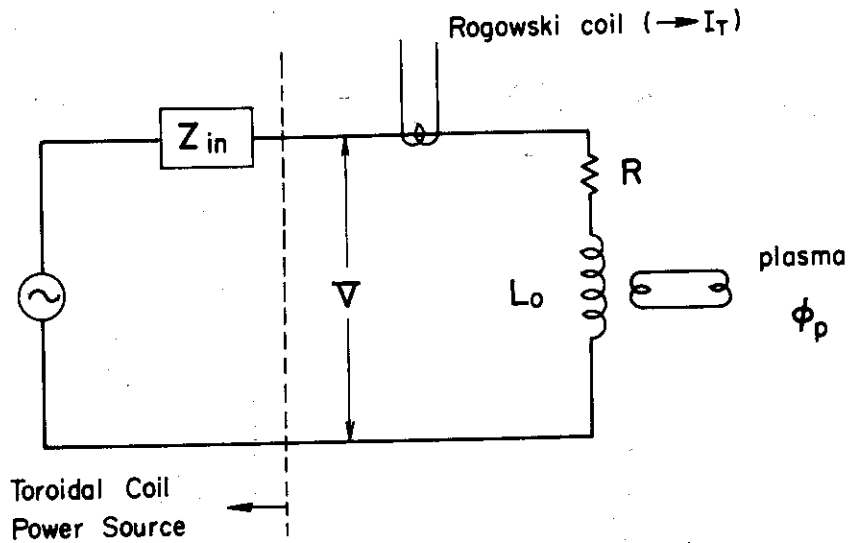
ここで、 ϕ_0 はプラズマがない時の鎖交磁束数であり、 ϕ_p はプラズマの反磁性による変化分である。これはまた、(10)式のように、トロイダル・コイル電流と、トロイダル・コイルのインダクタンスの定常分と変動分でも表わされる。したがって、

$$V = I_T \cdot R + L_0 \frac{dI_T}{dt} + \frac{d\phi_p}{dt}$$

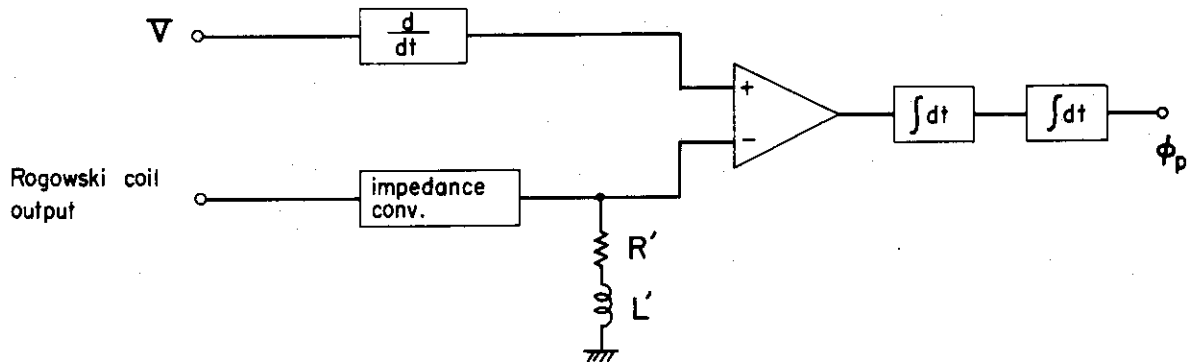
となる。ここで、ロゴスキー・コイルの出力を積分して得た（あるいは、シャント抵抗の電圧でもよい） I_T と $R' = R$, $L' = L_0$ となるように作った模擬回路を用いて、

$$V'' = I_T \cdot R'' + L'' \frac{dI_T}{dt}$$

なる電圧を作り、(1)式から差引けば、 $d\phi_p/dt$ が得られる。このための回路の例を第22図に示す。これは微分のまま差をとって、2回積分して ϕ_p を求めるものである。



第21図 反磁性の測定方法



第22図 反磁性の測定回路例

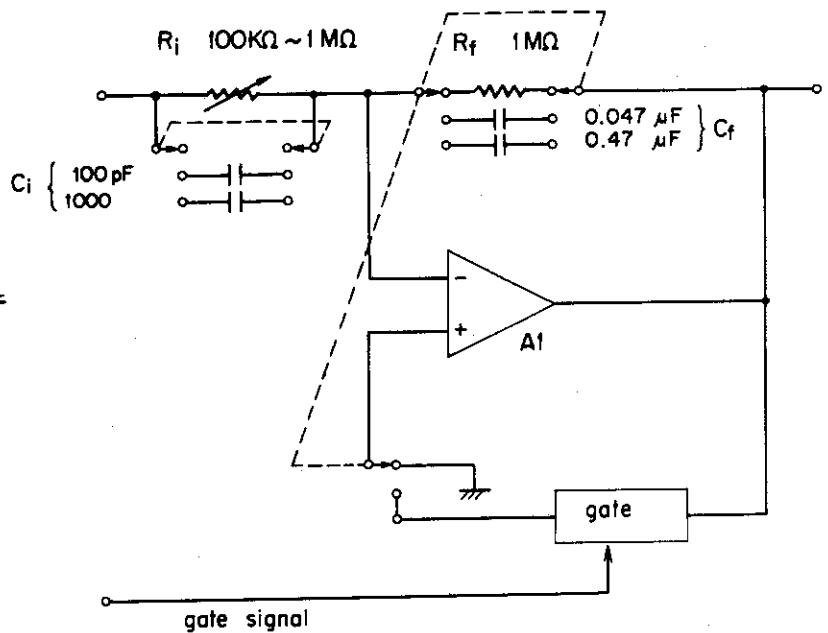
6 放電特性測定器

前節までの検討の結果、製作した放電特性測定器について説明する。使用したコイル類は第3表に示す通りである。測定器は、1) 平衡測定器、2) 電圧測定器、3) 電流測定器、4) 反磁性測定器に分れており、第23図に示すように組込まれている。この架には、各種の測定の便宜のためにテクトロ129の電源が組込まれており、プリアンプ類が使用できる。現在、演算増巾器(3A8)3台と、4チャンネル・チョッパー(3A74)が組込まれている。平衡測定器は第24図に示すゲート付き積分回路4台で構成されており、入力部は 50Ω が内蔵されている。入力部の R_i 、 C_i を調整してコイルのLによる遅れを補正する。また積分定数は C_f で2通りに切替え可能であり、チェック位置にすると単なる増巾器となる。ゲート入力信号はパルス・トランスで絶縁されている。積分器の諸元は第4表に示す通りである。反磁性測定器は、第25図に示すように、ゲート付きMirnovの回路になっている。電圧測定器は第26図(a)のような減衰器である。現在、ワンターン・コイルの出力端で第26図(b)のように分圧している。本測定系の感度は、第5表に示す通りである。なお、プラズマ電流のみを求めるとは第26図(c)の回路を用いる。

I _{DH} I _p	
ch.1 ch.2 ch.3 ch.4	
ch.1 ch.2	

電流測定器
 平衡測定器
 (磁気プローブ)
 テクトロニクス社
 プリアンプ 4台
 反磁性測定器
 フィルター
 電圧測定器

第23図 放電特性測定器



第24図 ゲート付き積分回路

第3表 各種測定用コイル

	有効長	有効外径	有効内径	巻線	巻数	L	R
磁気プローブ (1)	18mm	6.8mm ϕ	3.8mm ϕ	0.1mm ϕ	1400	2 mH	48 Ω
" (2)	11	6.0	5.0	0.2	90	0.02	2.4
I _p 用ログスキー	2000	6.0	—	0.2	8500	1.4	97
I _D 用ログスキー	40	30	60	0.2	430	1	26
I _T 用ログスキー	500	70	320	0.3	2000 \times 2	0.6 H	400

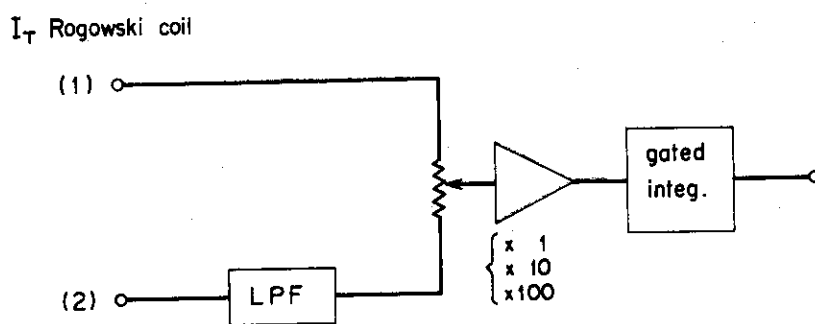
第4表 演算増巾器 (積分器) の性能

増巾器 A 1 の利得	開放利得 30 dB以上 (0.1 Hz \sim 1 MHz)
入力インピーダンス	$R_i / (1 + i\omega R_i C_i)$ Ω
出力インピーダンス	50 Ω 以下
雑音レベル	入力換算 100 μ V 以下
DC オフセット電圧	入力短絡時 \pm 1 mV 以内
入力信号レベル	5 mV _{P-P} \sim 2 V _{P-P} (過大入力に耐える)

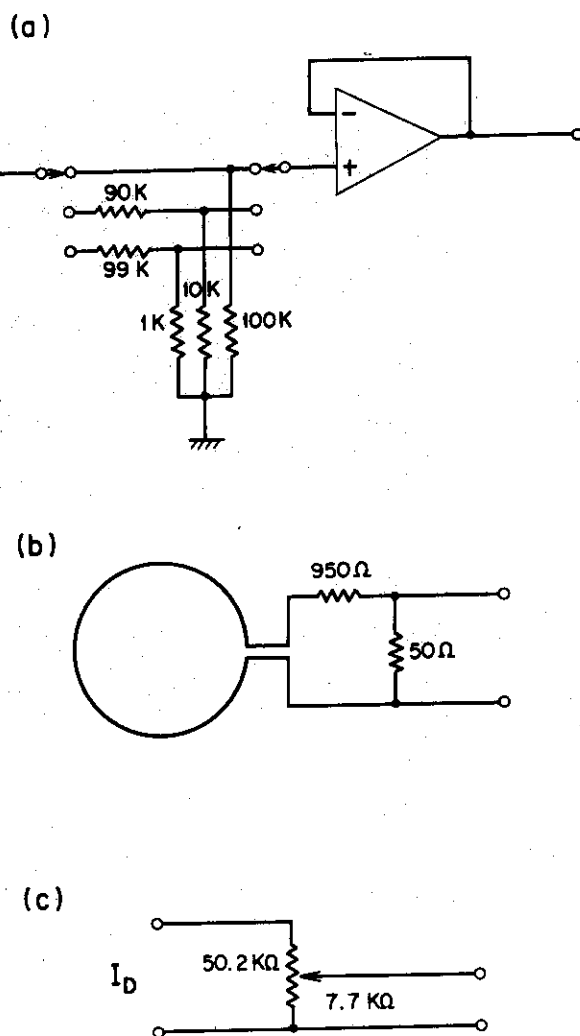
第5表 測定系の感度 (積分後の出力)

I _p 用ログスキー・コイル	1.09 mV/kA
I _D 用ログスキー・コイル	27.3 mV/kA
I _T 用ログスキー・コイル(1)	0.59 mV/A
" (2)	0.64 mV/A
磁気プローブ (1)	0.123 mV/Gauss

ただし, I_D用ログスキー・コイルはフープ(4ターン)の1ターンの電流を測定している。I_Dとして読む時は, 6.83 mV/kA



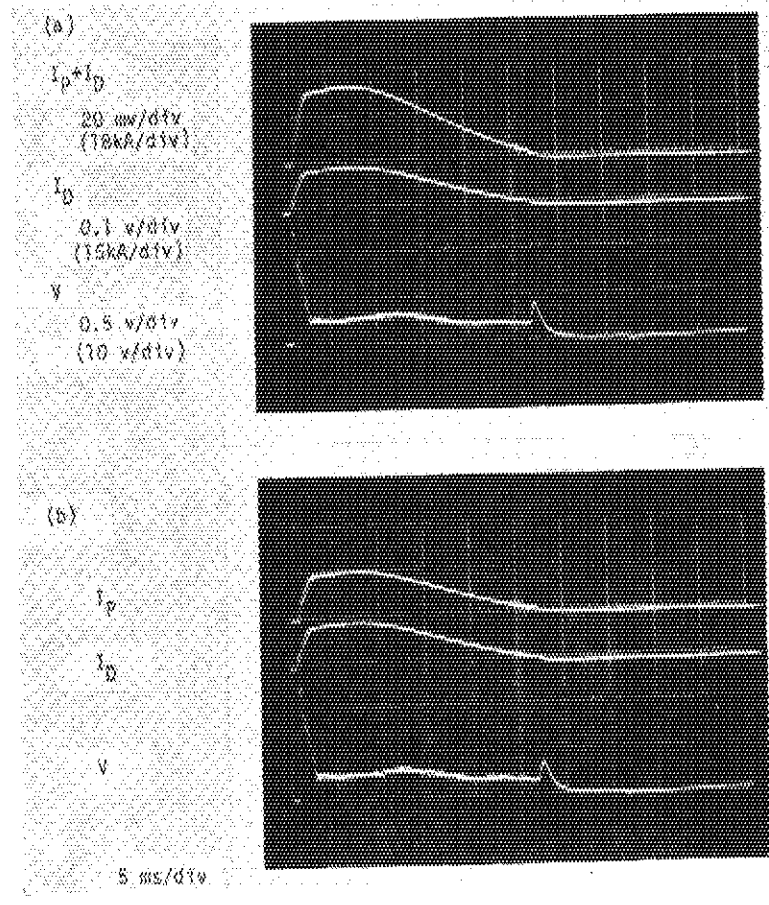
第 25 図 反磁性測定回路



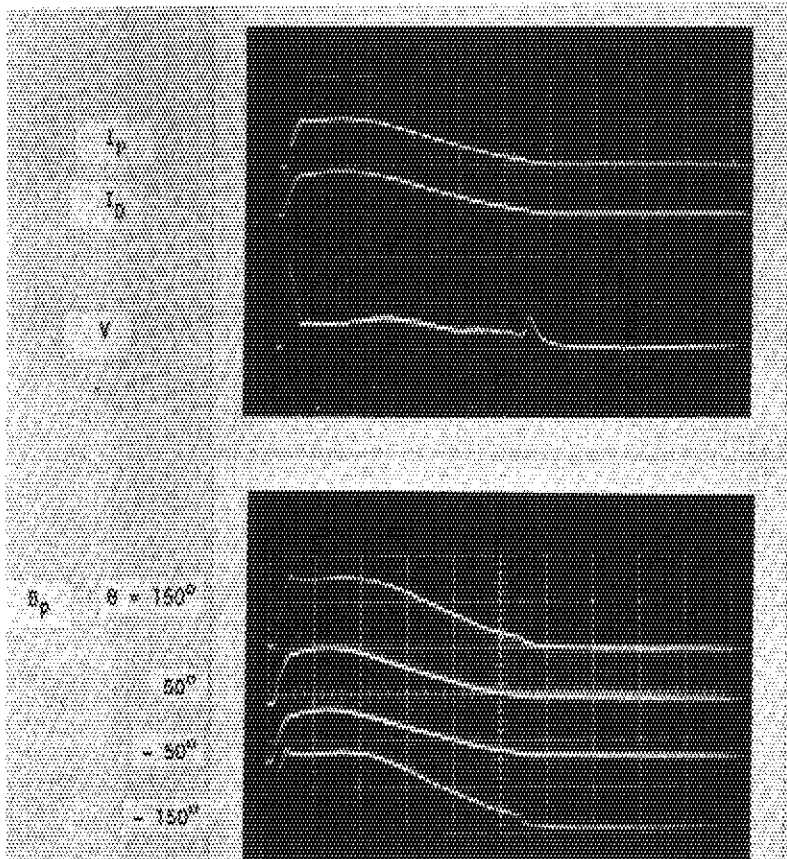
第 26 図 (a) 電圧測定回路
 (b) ワンターン・コイル回路
 (c) 分圧回路

7 測定例

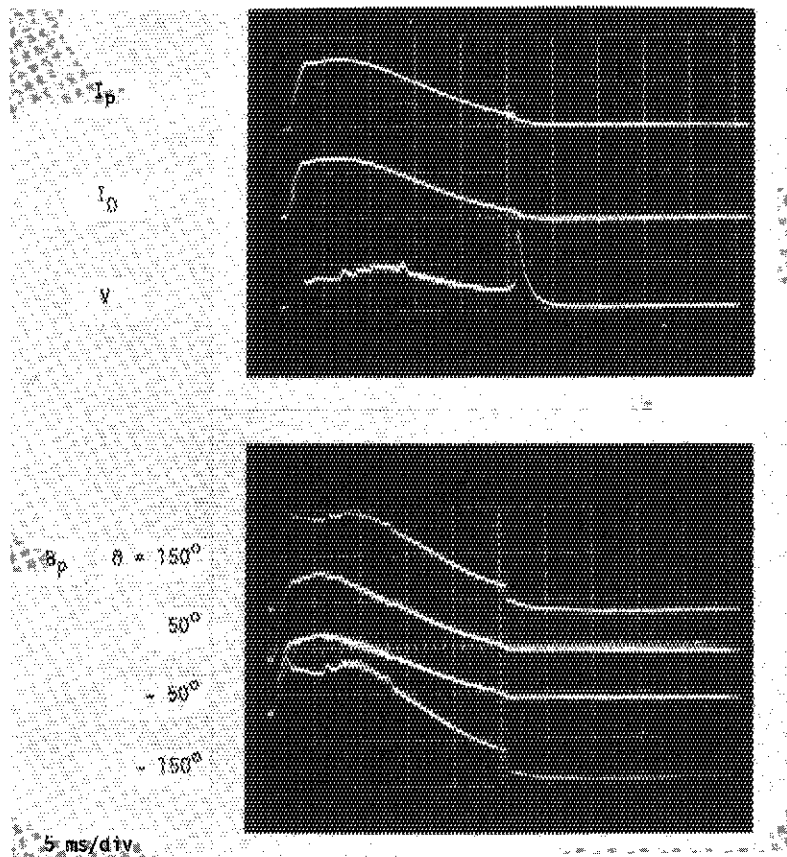
本測定器でJFT-2aを測定した例を示す。第27図(a)は、 $I_p + I_D$ 、 I_D 、 V_{loop} の波形であり、(b)は、 I_p 、 I_D 、 V_{loop} である。第28図は平衡測定波形の例であり、 V_{loop} の負スパイクのときにプラズマが内側へ移動しているのが分る。第29図は、 $\tau = 0.2 \text{ ms}$ のCR積分回路を通して振動を測定した例である。また、第30図は、多数個の磁気プローブで振動のモードを測定した例である。



第27図 放電波形の例 ($C_0 = 5.5 \text{ kV}$, $C_1 = 0.8 \text{ kV}$ 充電)

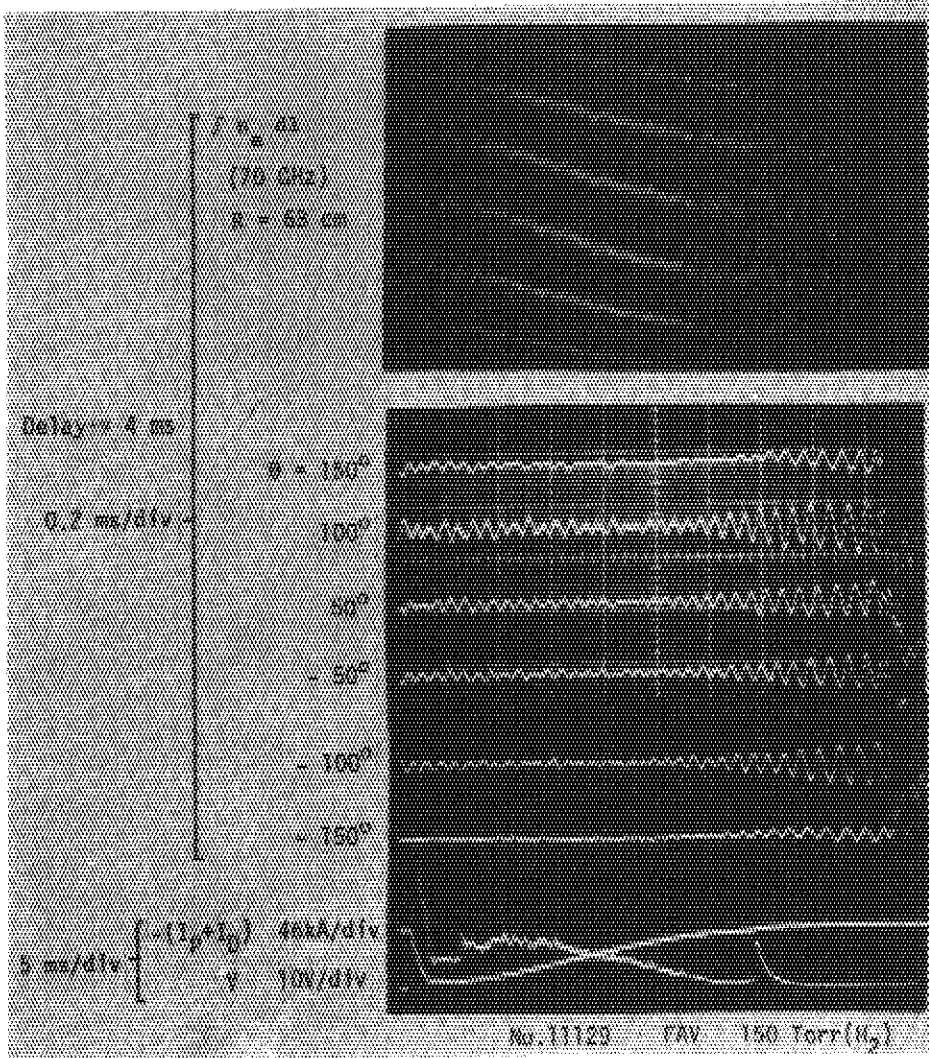


(a) 安定な場合

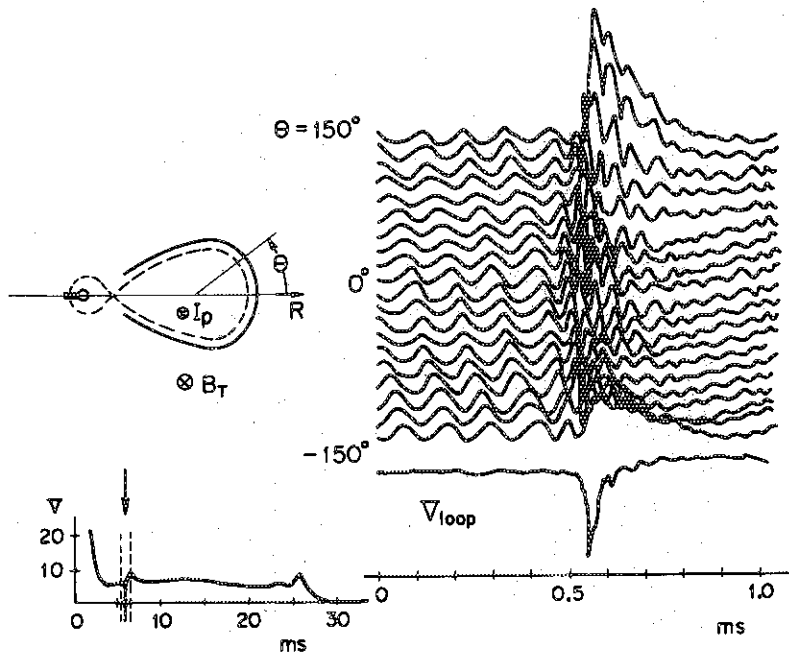


(b) 不安定な場合

第 28 図 平衡測定例



第 29 図 振動の測定 (最上段はマイクロ波による密度の振動)



第 30 図 不安定性の測定 (負スパイクの近傍)

8 おわりに

JFT-2aの放電特性測定器の設計と、実際に製作したものについて説明を行った。今後何かの疑問が生じたときのために、また再び同じ検討をくり返す必要のないように、やや詳細に述べた。

本測定器の設計に当っては前野勝樹に助言を頂き、ここに厚く謝意を表します。

また、当時、技術部工作課（現在、核融合研究部）の山本正弘氏には、磁気プローブ・ケースの試作その他でひとかたならぬ御尽力を頂き、深く感謝致します。さらに、この仕事を援助して頂いた核融合研究部森部長、吉川允二氏をはじめ研究部の皆様に感謝致します。

参考文献

- 1) 狐崎, 下村, 前田, 吉川 JAERI-M5612 (1974)
- 2) Kitsunozaki, A., Maeda, H., Shimomura, Y.; Nuclear Fusion 14 (1974) 747
- 3) 狐崎他: to be published.
- 4) Mirnov, MATT, TRANS-87 (1967)
- 5) Yoshikawa, M. et al.: 5th Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo (1974) CN-33/A1-2
- 6) 下村他 JAERI-memo 5938 (1975)
- 7) Shimomura, Y. et al.: JAERI-M6102 (1975)
- 8) 前野, 的場, 藤沢, 伊藤: JAERI-M 5204 (1973)

付録1 相関法による 動モードの推定

磁場の強さの振動が、第31図のようにプラズマ柱の小周に沿って角速度 ω で回転していくとすれば、 θ_1 、 θ_2 の2点で測定される磁場は各々次のように表わされる。

$$f_1 = A \sin m (\theta_1 - \omega t) \quad (1)$$

$$f_2 = A \sin m (\theta_2 - \omega t) \quad (2)$$

ここで、相関関数を

$$F_{ij}(\tau) = \int f_i(t) \cdot f_j(t+\tau) dt \quad (3)$$

と定義すると、充分長い期間の積分後は、

$$F_{12}(\tau_+) = -\frac{A^2}{2} \tau \cdot \cos\{m(\theta_1 - \theta_2) + m\omega\tau_+\} \quad (4)$$

$$F_{21}(\tau_-) = -\frac{A^2}{2} \tau \cdot \cos\{m(\theta_1 - \theta_2) - m\omega\tau_-\} \quad (5)$$

これは、第32図のようになる。したがって、 $m\theta$ の中に含まれる波長の数 n を仮定すると、

$$2n\pi < m\theta < 2(n+1)\pi \text{ のとき}$$

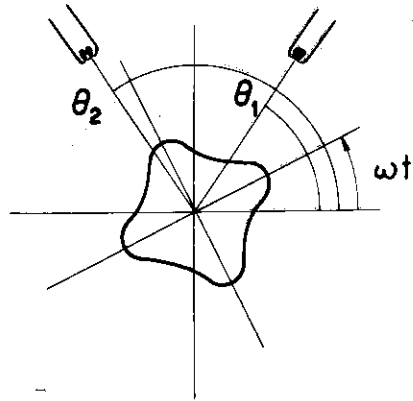
$$m = \frac{2\pi}{\theta} \cdot \frac{n\tau_+^p + (n+1)\tau_-^p}{\tau_+^p + \tau_-^p} \quad (6)$$

$$\omega = \frac{1}{\tau_+^p} \left\{ \frac{2(n+1)\pi}{m} - \theta \right\} \quad (7)$$

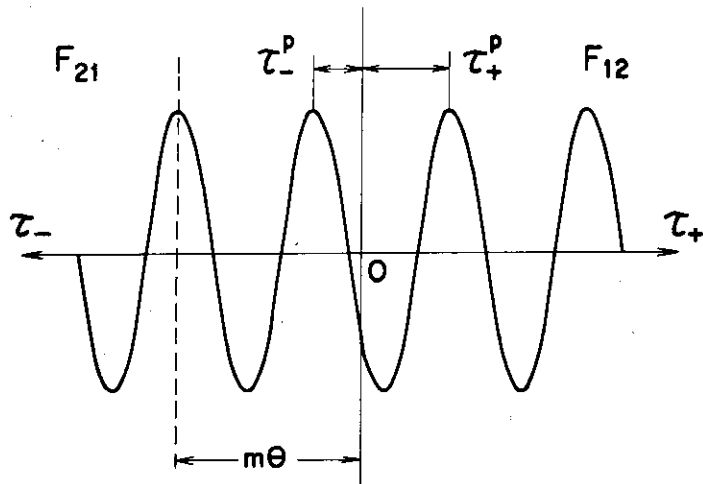
となる。

実際にJFT-2aで、2本の磁気プローブの振動を解析した結果の例を第33図に示す。これは、データ処理装置によって、サンプリング時間 $2.8 \mu s$ のデータを磁気テープに収め、大型計算機(FACOM 360)で処理計算し、プロッターにかかせたものである。上の2本は生データ、下2段の左は、フーリエ解析結果で横軸は周波数で、(数字) $\times 0.5 \text{ kHz}$ である。縦軸は、対数値で、-5から+5までである。下2段の中と右は各々自己相関と、 F_{12} および F_{21} である。放電毎に振動および相関にはばらつきがあるが、ここに述べた τ_+^p 、 τ_-^p の値は再現性がよい。この方法で、いくつかの n について m 、 ω を計算し、数組の磁気プローブのデータで一致するような値を選ぶことによって、 m 、 ω を求めることができる。実際こうして求めた値は、21本の磁気プローブを用いて直接測定した値と一致する。したがって、都合によって多数の磁気プローブを設置できないときには、数個の磁気プローブの相関によって振動モードを求めることができる。

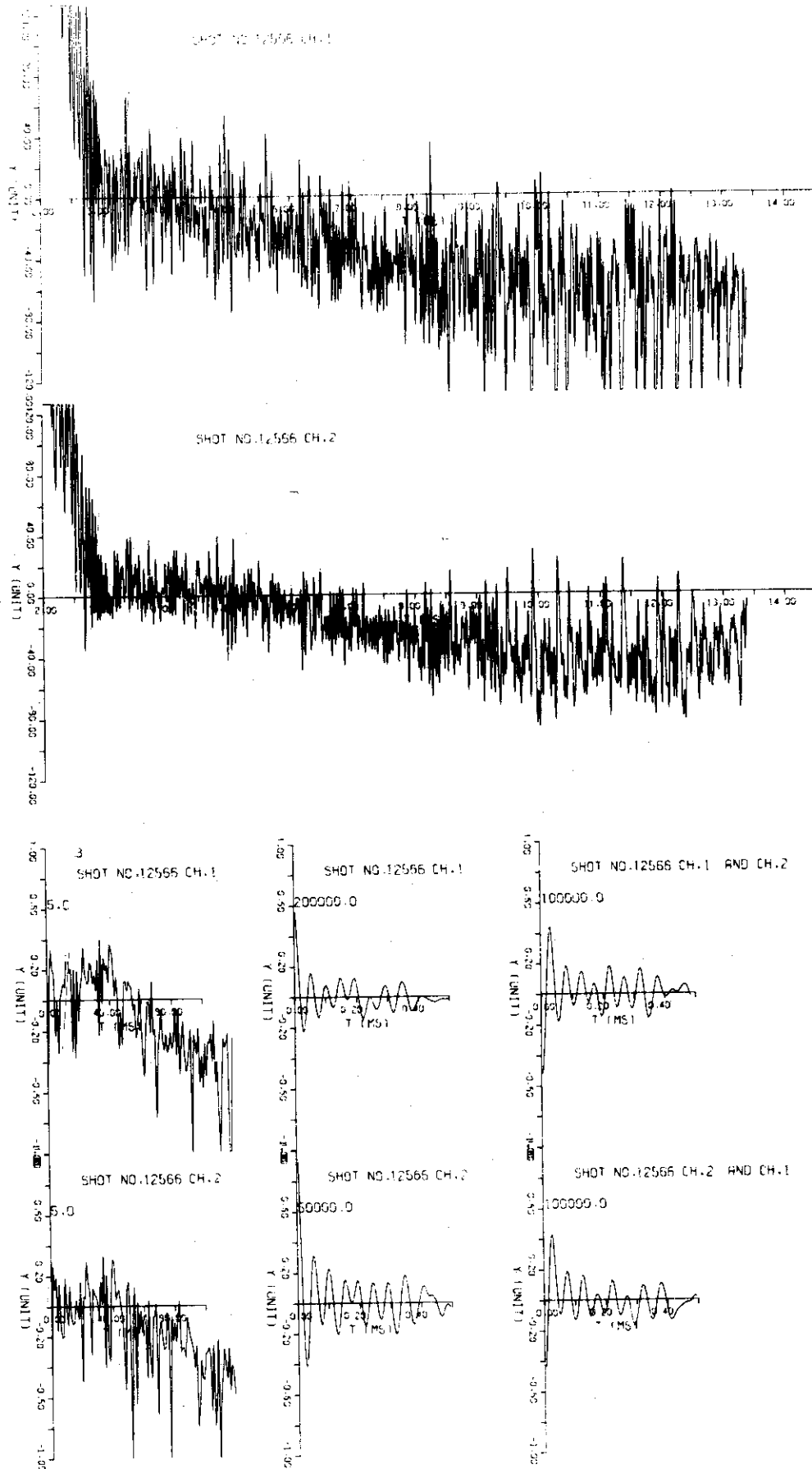
なお、この実験に際しては、核融合研究部の荘司昭朗氏の協力を頂き、ここに謝意を表します。



第 31 図 不安定性のモードと振動の相関



第 32 図 相関関数



第 33 図 振動波形の相関解析例

付録2 反磁性の検討

プラズマのないときのトロイダル磁場の強さを B_T とし、プラズマのあるときのプラズマ中の平均磁場減少を ΔB_T とすると、プラズマ圧力 P との関係は、

$$P = \frac{1}{2\mu_0} \{ B_T^2 + B_p^2 - (B_T - \Delta B_T)^2 \}$$

$$= \frac{1}{2\mu_0} (B_p^2 + 2B_T \cdot \Delta B_T) \quad (8)$$

トロイダル磁場 B_p とプラズマ圧力との比 β_p は

$$\beta_p = \frac{P}{\frac{B_p^2}{2\mu_0}} = 1 + \frac{2B_T \cdot \Delta B_T}{B_p^2}$$

あるいは、

$$\frac{\Delta B_T}{B_T} = \frac{\beta_p - 1}{2} \cdot \frac{B_p^2}{B_T^2}$$

$$= \frac{\beta_p - 1}{2} \cdot \frac{1}{q^2} \cdot \left(\frac{a}{R}\right)^2 \quad (9)$$

ただし、 q はプラズマの安全係数、 a/R は逆アスペクト比である。(9)式より、プラズマ柱から押出されるトロイダル磁束の量 ΔF は、プラズマの断面積を S_p とし、次のように表わされる。

$$\Delta F = S_p \cdot \Delta B_T \quad (10)$$

一方、トロイダル・コイルの電圧 V_T は

$$V_T = \frac{d\phi_T}{dt} + R_T I_T \quad (11)$$

ただし、 R_T 、 I_T は各々トロイダル・コイルの抵抗と電流であり、 ϕ_T は鎖交磁束で、トロイダル・コイル中のトロイダル磁束 F と巻数 n を用いて、

$$\phi_T = n \cdot F \cdot I_T \quad (12)$$

と表わされる。(11)式より、トロイダル・コイル電源が定電圧電源であり、かつ、 $R_T \cdot I_T$ が一定であるときには、 $d\phi_T/dt = 0$ である。したがってプラズマの反磁性で押出された磁束 ΔF が、トロイダル・コイルの外へ出ていくものとする、(12)式より

$$F \cdot I_T = (F - \Delta F) \cdot (I_T + \Delta I_T)$$

すなわち

$$\frac{\Delta I_T}{I_T} = \frac{\Delta F}{F} \quad (13)$$

だけの電流変化が生じる。ここで、 F は、トロイダル・コイルの内側の断面積を S_T とし、 $F = S_T \cdot B_T$ と表わされ、(13)式は次のようになる。

$$\frac{\Delta I_T}{I_T} = \frac{S_p}{S_T} \cdot \frac{\Delta B_T}{B_T} \quad (14)$$

ここに(14)式を用いると

$$\frac{\Delta I_T}{I_T} = \frac{(\hat{\mu}_p - 1)}{q^2} \cdot \left(\frac{a}{R}\right)^2 \cdot \frac{S_p}{S_T} \quad (15)$$

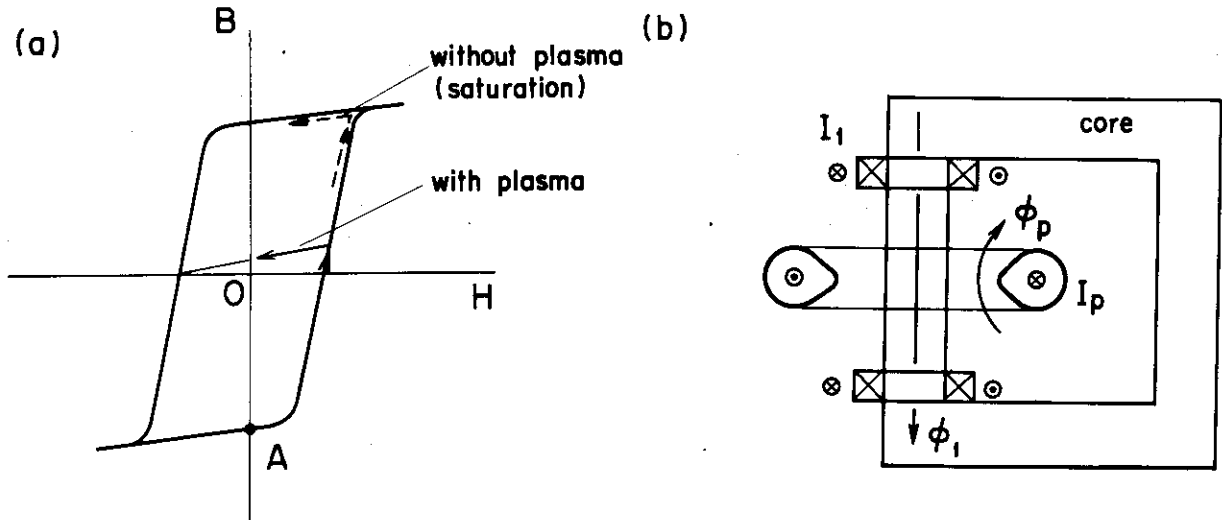
(15)式に $JFT-2a$ の値を入れると、 $q=3$ 、 $\hat{\mu}_p=0.3$ として、 $\Delta I_T/I_T=2.4 \times 10^{-4}$ である。この結果は、前述の $R_T \cdot I_T$ が一定という仮定の妥当性を示すとともに、測定の困難さを示すものである。

付録3 ワンターン電圧

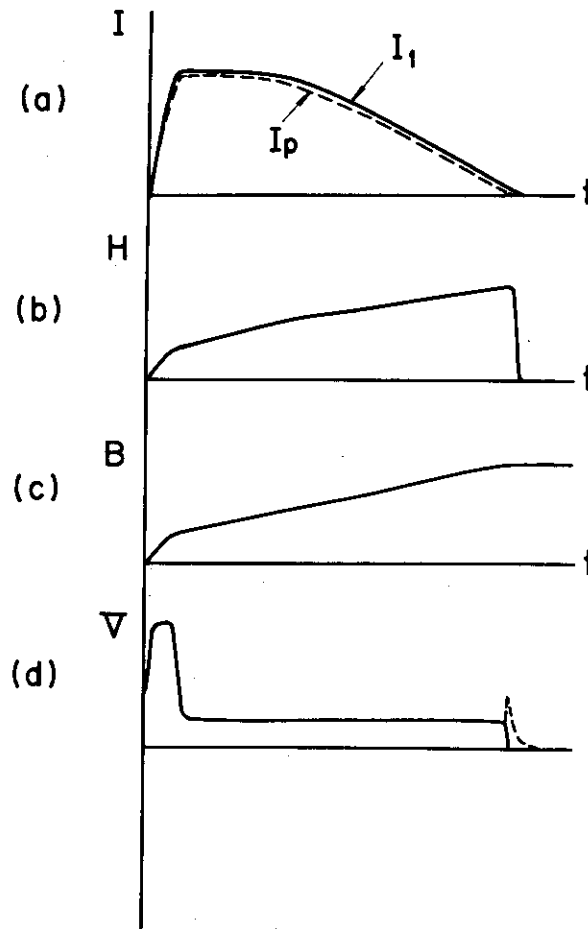
$JFT-2a$ のワンターン電圧についての説明をすると次のようになる。まず、鉄心の $B-H$ 曲線は第34図(a)であり、放電前にバイアス磁場をかけてA点を初期の状態にする。放電が開始されて、一次電流 I_1 が流れると、同図(b)に示したように変圧器の原理によって I_1 による起磁力を打消す向きにプラズマ電流 I_p が流れる。アンペア・ターンを同じ尺度にして I_1 と I_p をかいたものが第35図(a)である。 I_1 と I_p の差が正味の起磁力 H であり、これを拡大してかくと(b)のようになる。これによって、鉄心中の磁束は第34図の曲線から分るように、第35図(c)のようになる。ワンターン電圧は(c)の微分であるから(d)のようになる。実際には、(d)の破線のようになるが、これはプラズマ電流が急激に切れるための影響である。さて、プラズマに加わるワンターン電圧

$$\begin{aligned} V_p &= - \frac{d\phi_p}{dt} \\ &= L_p \frac{dI_p}{dt} + R_p I_p \end{aligned} \quad (16)$$

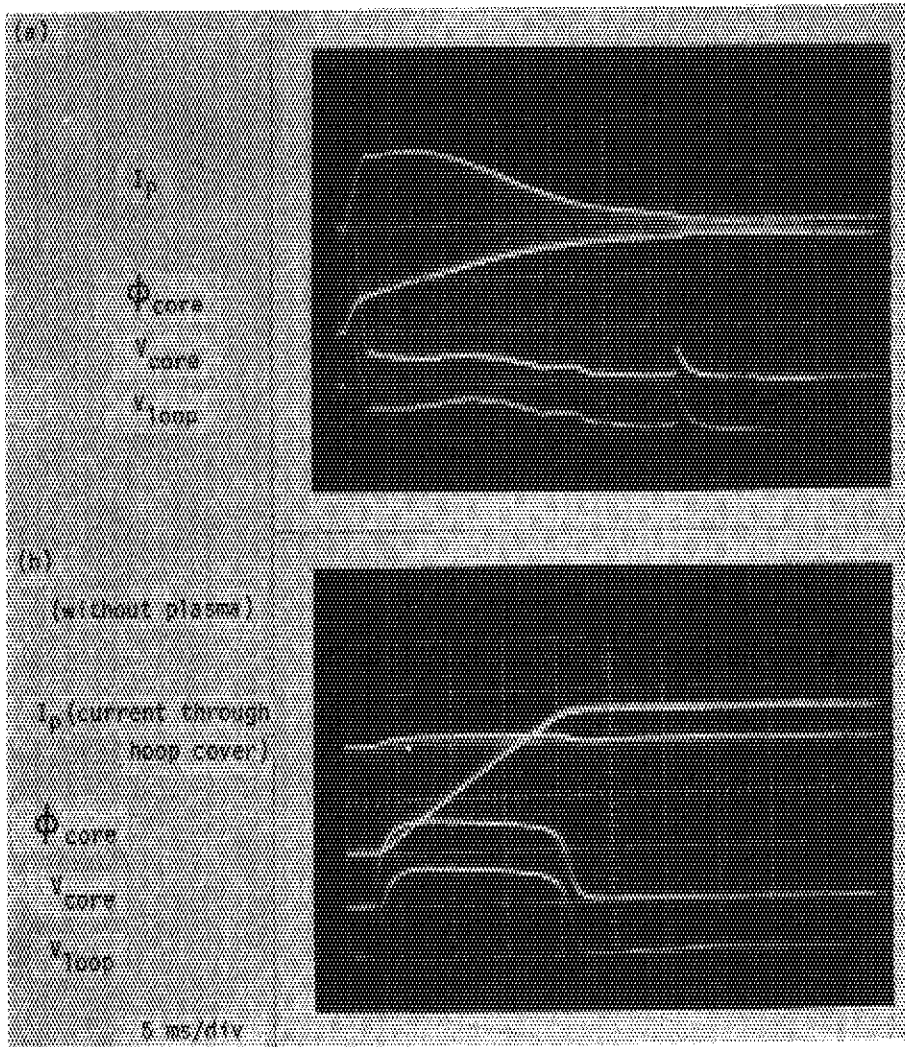
と表わされ、この値は I_p が一定の場合は第1項が消えて測定されたワンターン電圧に近く、4~5Vである。また、第35図(a)のような電流波形のとき、電流の減少するときにも測定される電圧は約5Vである。このとき、 $dI_p/dt \approx 10^6$ A/sec、 $L_p \approx 0.6 \mu\text{H}$ であり、(16)式の第1項は1V以下である。したがって、電流の減少するときにもワンターン電圧は主にプラズマ抵抗によって生じている。第36図には、プラズマのある場合と、プラズマがなくて鉄心が飽和する場合の実例を示す。



第 34 図 (a) 鉄心の $B-H$ 曲線
(b) 一次巻線, プラズマによる磁束



第 35 図 ワンターン電圧の説明
(a) 一次電流とプラズマ電流
(b) 起磁力
(c) 磁束
(d) ワンターン電圧



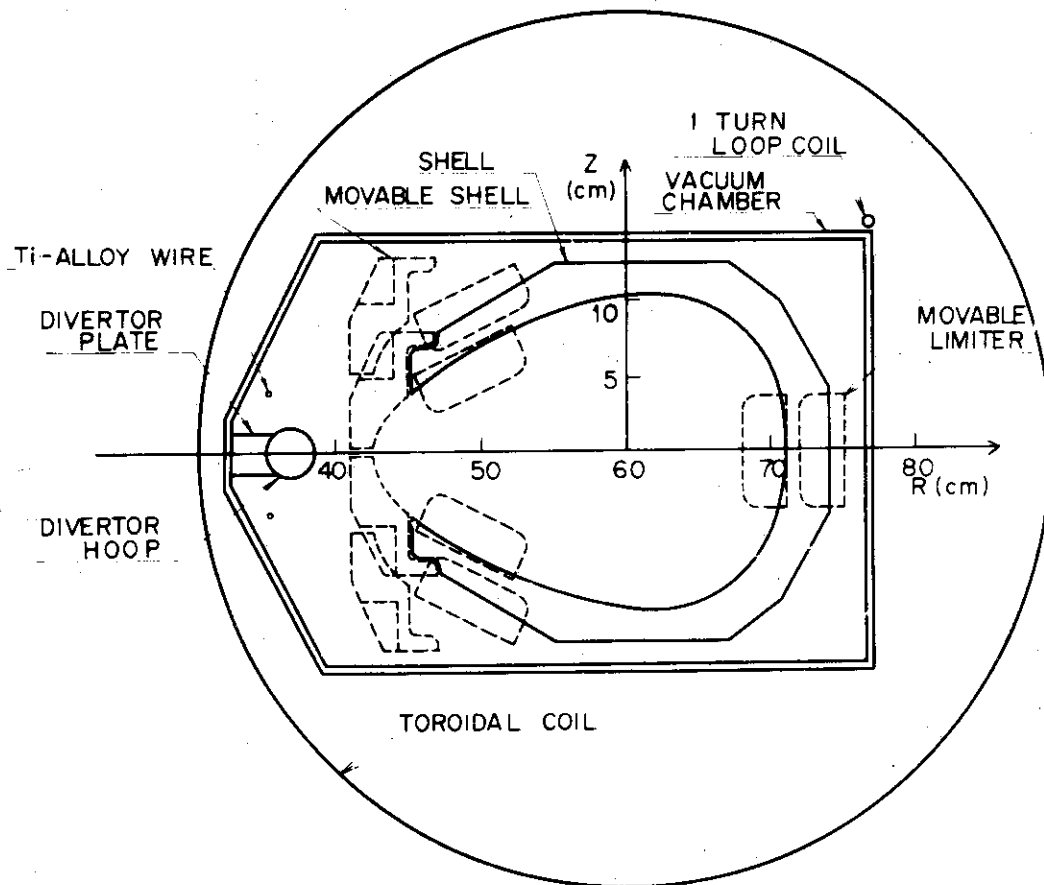
第 36 図 プラズマ電流，鉄心の磁束，鉄心のワンターン電圧
 ワンターン電圧の測定例
 (上) プラズマのある場合
 (下) プラズマのない場合 (鉄心の飽和)

1 はじめに

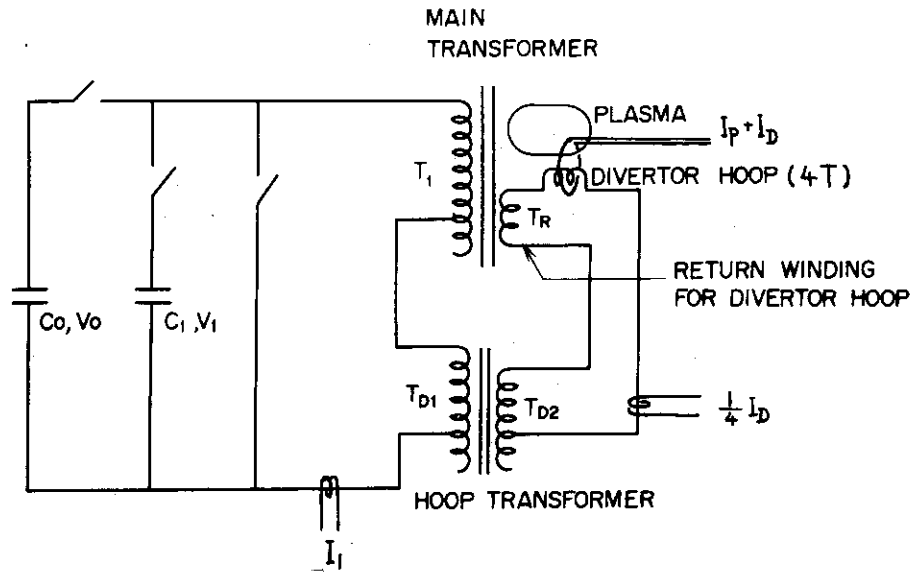
トカマク型実験装置の測定には、電気磁気的な測定が最も基本的なものとして使われている。本メモは、高安定化磁場試験装置（以下、JFT-2aと記す）の測定のために製作した放電特性測定器について述べたものである。JFT-2aは、導体シェルが真空容器内にあること、ダイバータ・フープがあること、トロイダル・コイルにSCR整流電源を用いていることなど、特有の問題点があり、設計製作には新しい点が少なくない。これらの問題点への対策を述べるとともに、電気磁気的測定に伴う一般的な問題点の整理を行った。

ここに述べる測定系の設計に際し、検討すべき点は、(1)感度、(2)雑音、(3)周波数特性、(4)製作法と設置法の各点である。各測定項目毎にこれらの点についての検討を次節以下に述べる。

なお、JFT-2aは第1図に示すように涙滴形断面をもったトカマク型装置で、主半径60cm、平均小半径10cm、シェル内面平均半径11cm、ダイバータ・フープ主半径37cm、プラズマ電流最大100kA（通常20~30kA）、ダイバータ・フープ電流は零からプラズマ電流の0.9倍まで（1.4倍まで）切換可能である。第1図(b)は一次巻線の電源系を示したもので、2つのコンデンサを次々と投入して立上りの早い電流波形を得、またダイバータ・フープは一次巻線系とトランス結合されて、プラズマ電流にほぼ比例した電流が流れるようになっている。



第1図(a) JFT-2a真空容器断面



$C_0 \leq 200 \mu F$	$T_1 : 96, 72 \text{ and } 48 \text{ Turns}$
$V_0 \leq 10 \text{ KV}$	$T_{D1} : 150 \text{ and } 100 \text{ Turns}$
$C_1 \leq 7200 \mu F$	$T_{D2} : 18, 16 \text{ and } 14 \text{ Turns}$
$V_1 \leq 5 \text{ KV}$	

(b) 一次巻線，ダイバータ・フープ回路
(電流測定用ロゴスキー・コイルも示す)

2 ポロイダル磁場の測定

2.1 概説

プラズマ柱の断面形状，位置を測定する1つの方法としてプラズマ電流によって生じる磁場の測定を行う。トカマク型装置ではプラズマ電流が大きく，またプラズマ電流によって生じるポロイダル方向の磁場がプラズマの閉じ込めの主役でもあり，ポロイダル磁場の測定が有効である。ポロイダル磁場の測定には，トロイダル・プラズマの子午面に軸が平行になるように設置したコイルを用いる。測定された磁場（分布）とプラズマ柱の形状，位置とはプラズマ平衡の計算によって関連づけられる。JFT-2aは，ダイバータ・フープと開口のある導体シェールによってプラズマ平衡が形成され，従来の円形断面トカマクで用いられる平衡式は使えない。JFT-2aに関する平衡については文献1)，2)，3)を参照されたい。

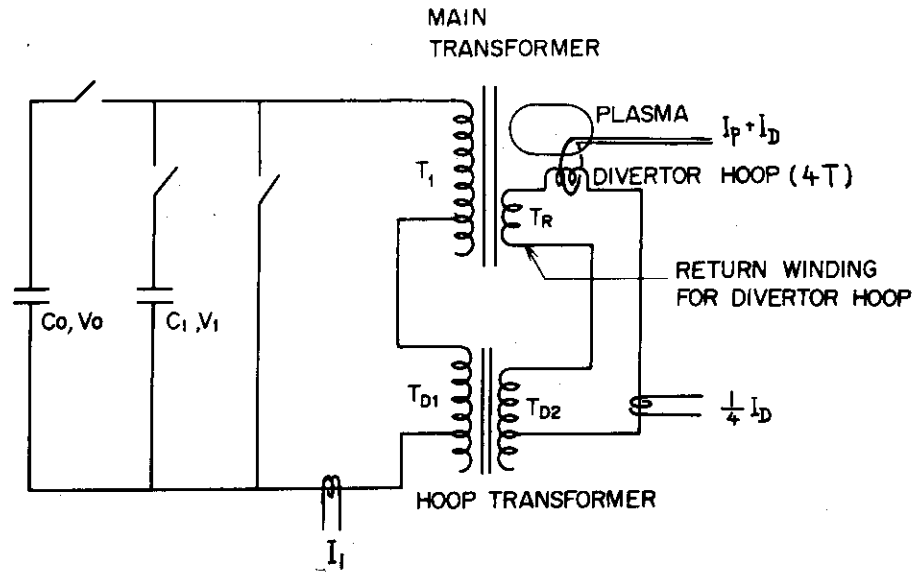
本節では，JFT-2aのポロイダル磁場測定系の設計と実際について，やや詳しく述べる。

2.2 コイルの感度

磁場測定用のコイルに生じる起電力Eは

$$E_1 = \frac{d\phi}{dt} = s \cdot n \cdot \frac{dB}{dt} \quad (1)$$

ただし， ϕ は鎖交磁束，sはコイルの有効断面積，nはコイルの巻数，Bは磁場のコイル軸



- | | |
|--------------------------|---|
| $C_0 \leq 200 \mu F$ | $T_1 : 96, 72 \text{ and } 48 \text{ Turns}$ |
| $V_0 \leq 10 \text{ KV}$ | $T_{D1} : 150 \text{ and } 100 \text{ Turns}$ |
| $C_1 \leq 7200 \mu F$ | $T_{D2} : 18, 16 \text{ and } 14 \text{ Turns}$ |
| $V_1 \leq 5 \text{ KV}$ | |

(b) 一次巻線，ダイバータ・フープ回路
(電流測定用ロゴスキー・コイルも示す)

2 ポロイダル磁場の測定

2.1 概説

プラズマ柱の断面形状，位置を測定する1つの方法としてプラズマ電流によって生じる磁場の測定を行う。トカマク型装置ではプラズマ電流が大きく，またプラズマ電流によって生じるポロイダル方向の磁場がプラズマの閉じ込めの主役でもあり，ポロイダル磁場の測定が有効である。ポロイダル磁場の測定には，トロイダル・プラズマの子午面に軸が平行になるように設置したコイルを用いる。測定された磁場（分布）とプラズマ柱の形状，位置とはプラズマ平衡の計算によって関連づけられる。JFT-2aは，ダイバータ・フープと開口のある導体シェールによってプラズマ平衡が形成され，従来の円形断面トカマクで用いられる平衡式は使えない。JFT-2aに関する平衡については文献1)，2)，3)を参照されたい。

本節では，JFT-2aのポロイダル磁場測定系の設計と実際について，やや詳しく述べる。

2.2 コイルの感度

磁場測定用のコイルに生じる起電力Eは

$$E_1 = \frac{d\phi}{dt} = s \cdot n \cdot \frac{dB}{dt} \quad (1)$$

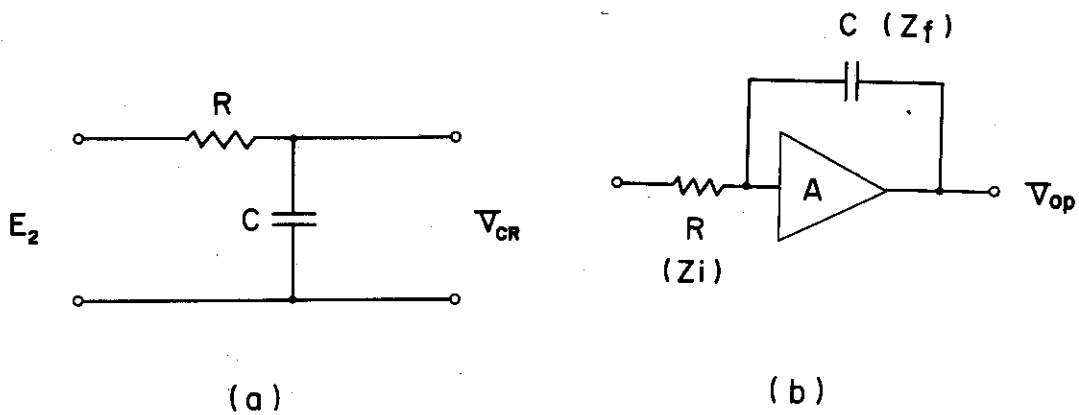
ただし， ϕ は鎖交磁束，sはコイルの有効断面積，nはコイルの巻数，Bは磁場のコイル軸

方向成分の大きさである。測定は、装置から離れた測定室で行うため、50Ωで終端したケーブルを用いる。コイルのすぐ近くにインピダンス変換回路を設ける事も考えられるが、強磁場の近くであり、かつ雑音を極力避けるために、ケーブルを直接コイルに接続することにした。そのときの測定室端でのコイル出力は、コイルのインダクタンスを L_c 、信号の周波数を ω として、

$$E_2 = E_1 \times \frac{Z_0}{R_c + Z_0 + j\omega L_c} \quad (2)$$

と表わされる。ただし、 j は虚数単位であり、 ω は信号の角周波数、 $j\omega L_c$ はインダクタンス L_c のインピダンスである。 Z_0 はケーブルの終端抵抗(50Ω)である。(2)を積分すると、磁場の値が求められるが、その値は、受動CR積分回路を用いたとき

$$V_{CR} = E_2 \times \frac{1}{j\omega CR + 1} \quad (3)$$



第2図 (a) CR積分回路

(b) 演算増巾器(積分回路)

第2図(b)のような演算増巾器を用いたとき

$$\begin{aligned} V_{op} &= E_2 \times \left(-\frac{Z_f}{Z_i}\right) \times \frac{1}{1 - \frac{1}{A} \left(1 + \frac{Z_f}{Z_i}\right)} \\ &= E_2 \times \left(-\frac{1}{j\omega CR}\right) \times \frac{1}{1 - \frac{1}{A} \left(1 + \frac{1}{j\omega CR}\right)} \end{aligned} \quad (4)$$

ただし、 A は増巾利得である。受動CR積分回路では(3)式が積分となるために $\omega CR \gg 1$ が必要であり、積分出力が小さい。演算増巾器では利得 A のために ωCR に対する要求は小さいが、それでも $\omega CR \approx 1$ が必要である。

さて、コイルに要求される感度は、上記の(3)または(4)式の値が雑音よりも充分大きく、測定可能であるように決定される。現在容易に使用できる測定器は、電圧数mV以上が必要とされる。そこで、本装置のコイルの感度としては、プラズマ電流10kAのときに、10mV程度以上の出力を得るように設計する。

積分には演算増巾器を用い、(4)式の最後の項が無視できるものとし、またコイルの L_c も充分小さいと仮定すると、(1)~(4)式により積分出力の大きさは、

$$|V| = s \times n \times \frac{dB}{dt} \times \frac{Z_o}{R_c + Z_o} \times \frac{1}{\omega CR} \quad (5)$$

上式の中で、 $Z_o / (R_c + Z_o)$ の項は、内部抵抗 R_c の電源から負荷 Z_o へのエネルギー供給を最大にする条件(整合条件)によって、 $R_c = R_o (= 50 \Omega)$ と決定する。また、最後の項は前述のように $\omega CR = 1$ とする。Bの値は、磁気プローブの位置(小半径 $r \approx 12 \text{ cm}$)で、

$$B = \frac{\mu_o I_p}{2\pi r}, \quad I_p = 10 \text{ kA}$$

より、 $B = 1.7 \times 10^{-2} \text{ Wb/m}^2$ である。プラズマ電流の半周期は、主変流器回路の計算から約 30 ms であり、 $\omega = 180 \text{ s}^{-1}$ である。したがって、(5)式は、次のようになる。

$$\begin{aligned} V &= s \times n \times 180 \times 1.7 \times 10^{-2} \times \frac{1}{2} \times 1 \\ &= 1.5 \times s \times n \end{aligned} \quad (6)$$

コイルを設置できる空間は極めて小さく限られており、 $s = 2 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ (約 $5 \text{ mm} \phi$)とする。(6)式が 20 mV になるように n を求めると、 $n = 1300$ である。以上で、感度の面からのコイルの設計が完了した。なお、平均直径 5 mm 、ターン数 1300 で、直流抵抗 $R_c \approx 50 \Omega$ となるように計算すると、 $0.1 \text{ mm} \phi$ の巻線が適切である。

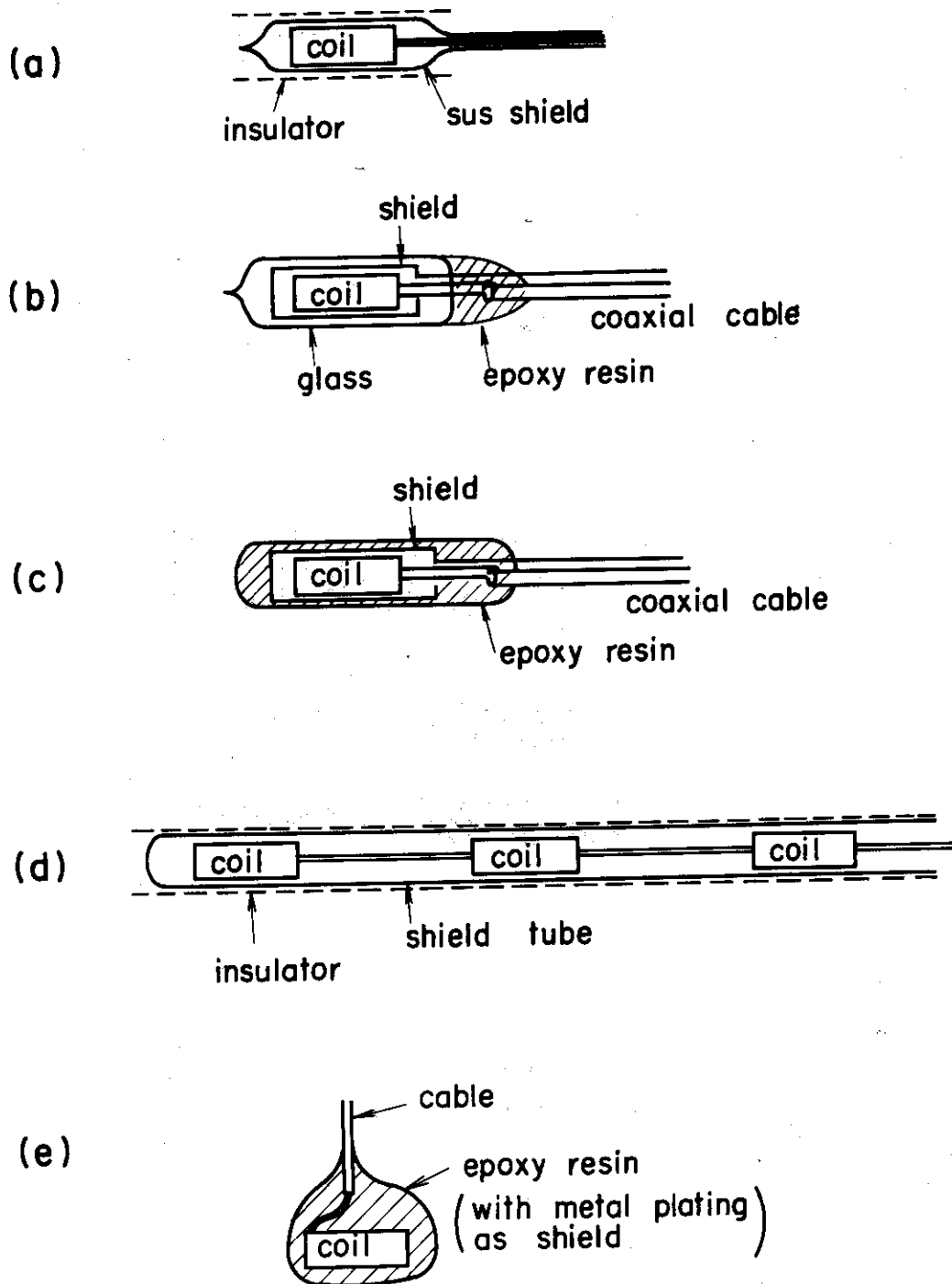
2.3 コイルの設置

ポロイダル磁場を測定するためのコイル(以下、磁気プローブという。)は、プラズマ平衡をつくるための導体シェルの内面に設置するが、JFT-2aではシェルが真空容器中にあり、しかもプラズマとシェル内面との距離が約 1 cm しかない。この狭い空間の中で、真空にとって有害な放出ガスがなく、しかも高温のプラズマ柱の極く近傍に磁気プローブを設置するため、各種の設置法を検討した。その結果、第3図(a)の方法を採用し、数回の試作の後に、第4図に示すケースを使用することにした。試作時の問題点は、磁場の侵透に要する遅れ時間を小さくするための肉薄のステンレス・ケースを真空リークのないように封じる方法と、それに溶接を用いるときに、内部にあるコイルを焼損しないようにする点であった。また、リード線部分は曲げ易い焼なまし銅を用いたが、ステンレス部との接続方法と、その強度も試験対象であった。磁気プローブを収納したステンレス・ケースは、プラズマの平衡に大きな影響を与えないよう、 10 mm の巾に切ったシェル内面上の溝内に設置する。(第5図)リード線部分の焼なまし銅管は、ガス吸着、放出を防ぐため、厚さ 5μ の金メッキを施してある。リード線の引出方法も検討したが、結局単純なOリングを用いたものとし、リークに備えて二重真空にできるような構造とした。

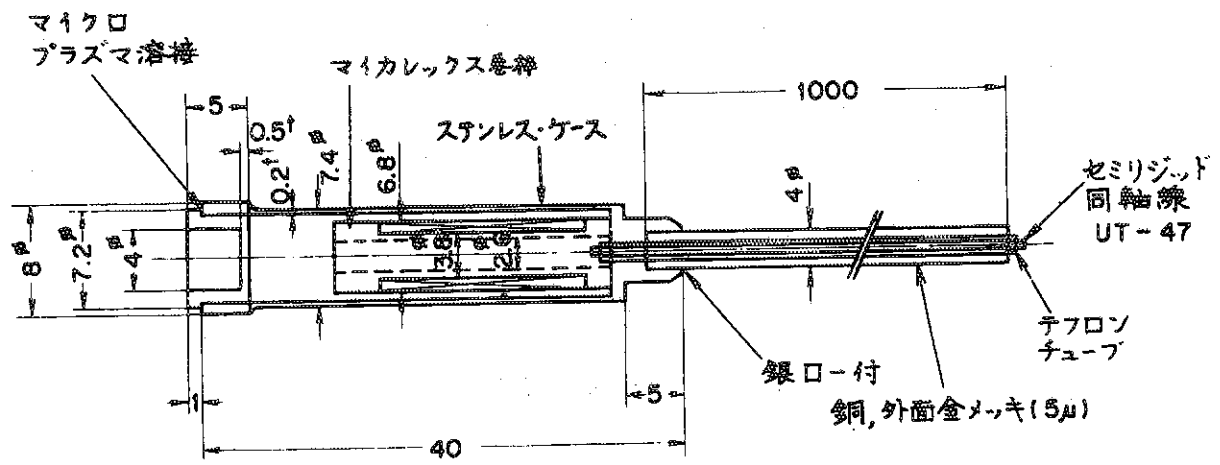
絶縁およびアースに関しては、シェルおよび固定用金具とステンレス・ケースとを絶縁し、ステンレス・ケースは測定系の大地側に接続し、静電シールドとする。ステンレス・ケースとコイルの間も絶縁する。リード線は、コイルから引出し端子端まで、セミリジッド同軸線UT

- 47 (50Ω) を使用し、測定回路入力まで全て 50Ω 同軸線となっている。

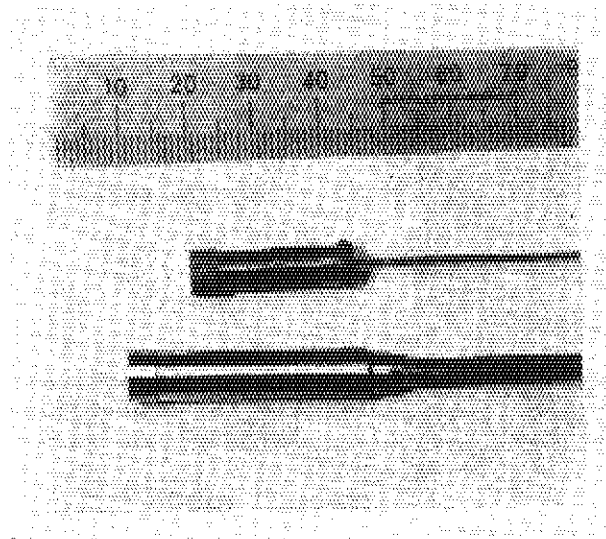
なお、ステンレス・ケースの抵抗は約 $4 m\Omega$ 、リード線部分の銅管の抵抗は約 $50 m\Omega$ であり、迷容量を大きく見積っても、測定対象とする周波数範囲では時定数 CR は充分小さく、静電シールドとして充分である。実際、第 6 図に示すように、ケースの周囲にパルス電位を印加したときの検出信号は極めて小さく、シェルの電位が $500 V$ 変動しても、雑音は $10 mV$ しか出ないことが分った。しかも、この雑音信号は約 $2 \mu s$ で減衰し、測定上全く無視できる値である。



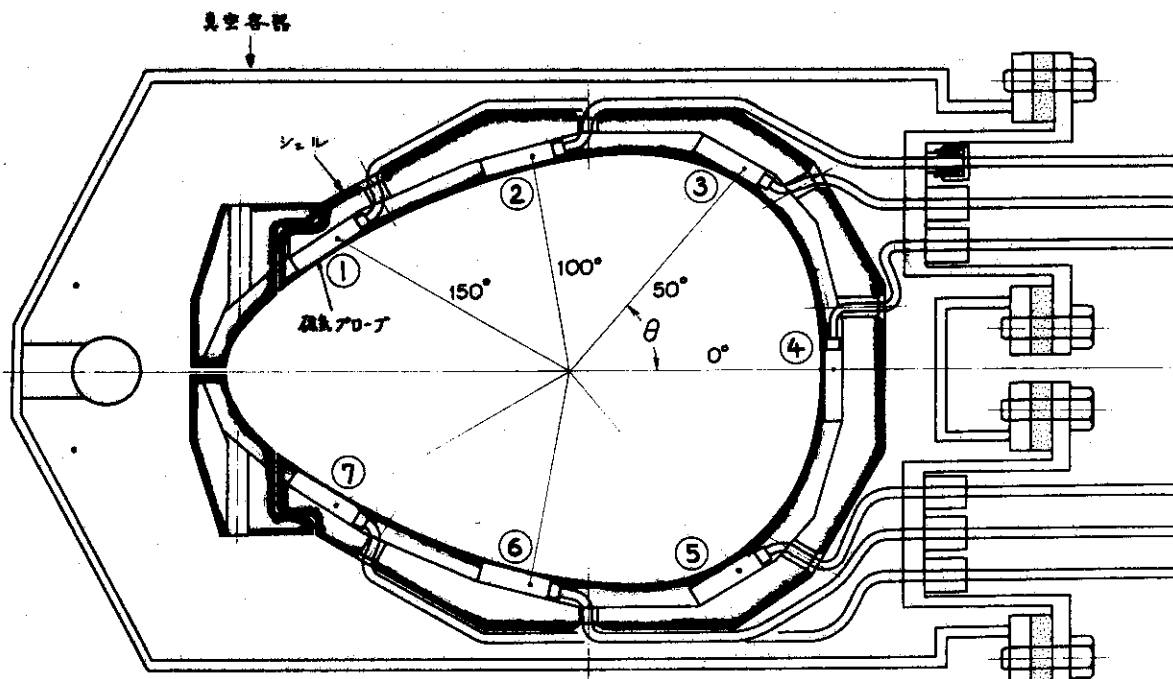
第 3 図 種々の磁気プローブ設置法



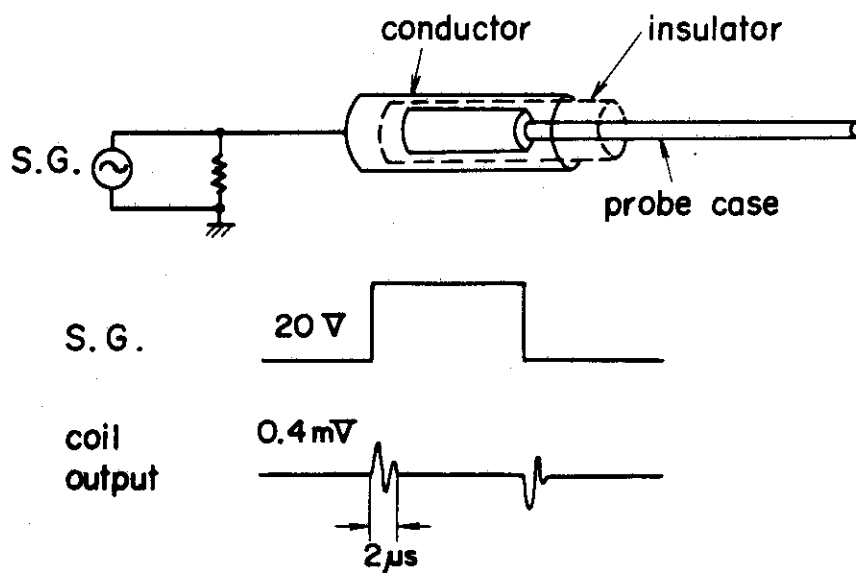
第4図 (a) 磁気プローブ



(b) 磁気プローブ用コイル (上) とステンレス・ケース封入後のもの (下)



第5図 シェル内面溝への磁気プローブ設置法



第6図 磁気プローブ・ケースの静電シールド効果

2.4 周波数の特性

前節までに述べたような、感度、設置、製作の検討から、コイル本体は、第4図に示したものに決定した。巻線は耐熱性の良いイメージ・スーパー線 0.1 mmφ を用い、巻数は 1400 である。コイルの有効長は 1.8 mm, 外径 6.8 mm, 内径 3.8 mm である。工作中での失敗、補充を見込んで 20 本製作したが、インダクタンスおよび抵抗の測定結果は第1表の通りである。インダクタンスの誤差は測定に用いたブリッジによるもので、± 1.8% である。

第 1 表 磁気プローブ

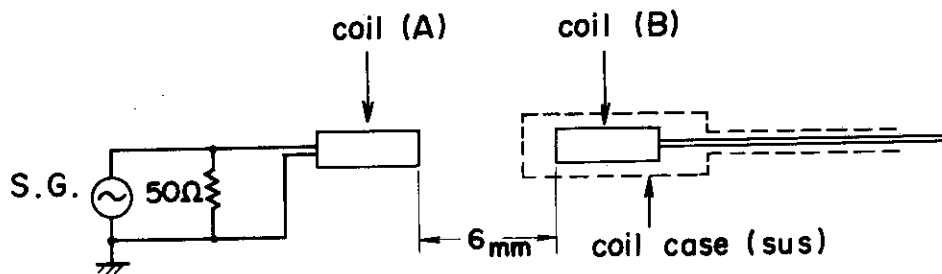
No	L_c (mH)	R_c (Ω)	備 考
1	2.04	48.4	組込時に破損
2	2.03	48.3	第5図②に組込
3	2.09	48.7	予備
4	2.00	47.6	予備
5	2.05	48.4	第5図③に組込
6	2.03	48.1	組込時に破損
7	1.98	47.4	予備
8	2.05	48.5	第5図①に組込
9	2.05	48.4	第5図⑦に組込
10	2.05	48.4	第5図④に組込
11	2.07	48.4	予備
12	2.01	47.5	予備
13	2.05	48.2	組込時に破損
14	2.07	48.5	予備
15	2.07	48.3	溶接時に破損
16	2.09	48.5	予備
17	2.06	48.4	第5図⑥に組込
18	1.98	47.3	予備
19	2.05	48.3	第5図⑤に組込
20	-		コイル破損

ステンレス・ケースによる電気磁気的影響を調べるために、実際のコイルとは異なる試作コイルを用いて測定を行った。試作コイルは第2表に示すもので、これを第7図のような配置で、励起コイルよりの伝達関数の測定を行った。その結果は第8図に示す通りケースのないときには、約 1 MHz で共振が見られるが、ケースに入れると、ケースによる遅れのため共振が見られなくなり、またケースと検出コイルによる遮断周波数 (3 dB 劣化点) は約 300 KHz であることが明らかとなった。また、同じ配置で、励起コイルに 形波を加えた場合の伝達波形

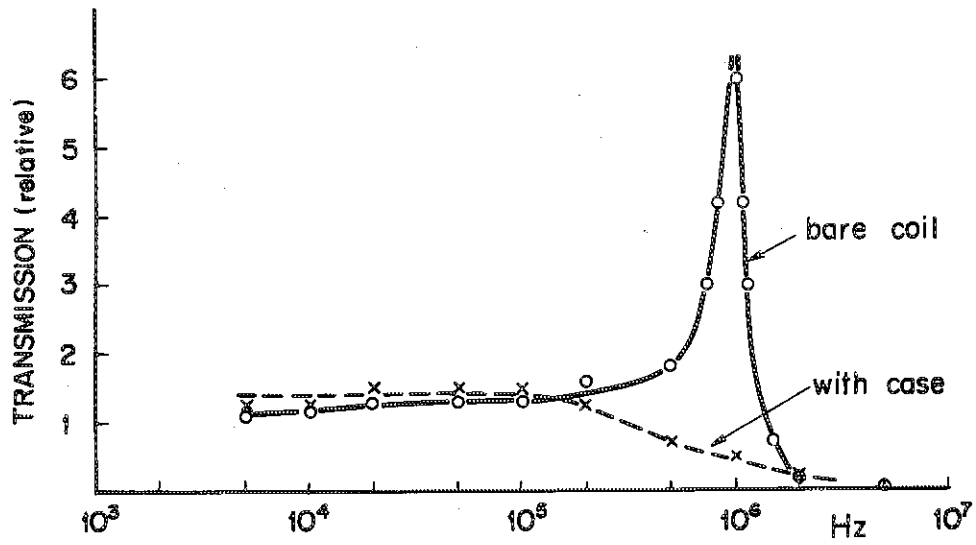
は第9図に示すもので、約 $0.7 \mu s$ の遅れが見られる。これも検出コイルによる遅れを含むものであり、前記の 300 KHz とはほぼ $\tau = 1 / 2\pi f$ の関係にある。検出コイルは開放 ($R \sim 1 \text{ M}\Omega$) で使用しており、遅れは小さい。したがってこの測定から、ステンレス・ケースによる遅れ時間は $1 \mu s$ 以下であり、少なくとも 200 KHz までの周波数には充分使用できることが分る。なお、第12図に示すように、ステンレス・ケースの形状から遅れ時間を計算すると、第10図 (a) の溶接部分は $L/R \sim 2.9 \mu s$ 、(b) の胴体部分は約 $0.8 \mu s$ であり、各々の部分とコイルとの結合を考えると測定値は妥当な値である。なお、リード線のアース側 (同軸の外被) は、コイルの巻線の外側 (巻き終り側) と接続すべきであり、逆にするとケースとの間の容量が影響して、ケースを接地したときに見掛上のインダクタンスが減少し、好ましくない。

第 2 表 試験用コイル

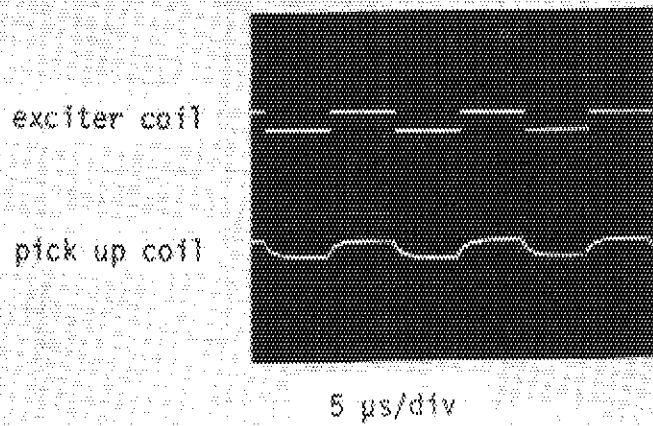
	組込用 (A)	試作品 (B)
有効長	18 mm	18 mm
有効内径	3.8	4.8
有効外径	6.8	7.8
巻線	0.1 mm ϕ	0.2 mm ϕ
巻数	1400	495
L	2.0 mH	0.38 mH
R	48 Ω	5.5 Ω



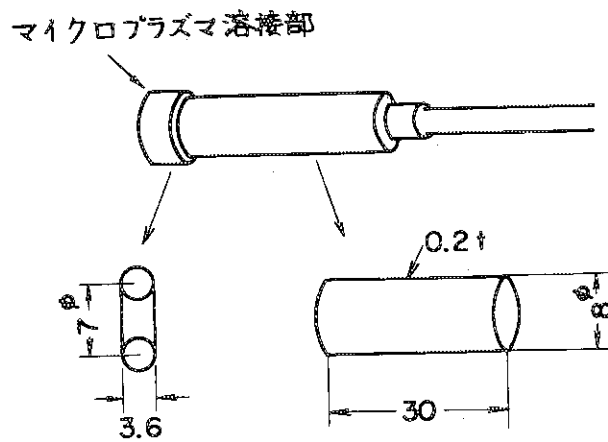
第 7 図 伝達特性によるプローブ・ケースの影響測定



第8図 第7図による伝達特性の測定結果



第9図 第7図によるプローブ・ケースの過渡特性
(上下の時刻の差はデュアル・ビーム・オシロスコープの時間軸の誤差による)



第10図 磁気プローブ・ケースの遅れ時間の近似計算

上記では、ケースの遅れを測定するために検出コイルを端子開放で使用したが、実際にはケーブルを接続して使用する。この時の問題は、負荷の抵抗によって決まるコイル自身の遅れ $\tau_L = L/R$ (注) と、ケーブル等の容量とLによる共振である。装置の近くに回路をおかずにすみ、しかも信号の大きさを小さくしない方法は、整合終端したケーブルを用いることであり、本装置は、 50Ω の同軸ケーブルを使用する。この際の遅れ時間は、

$$\tau = \frac{L_c}{R_c + Z_0} = 20 \mu s$$

$$(L_c = 2 \text{ mH}, \quad R_c = Z_0 = 50 \Omega)$$

である。この遅れは、第11図のように積分用の演算増巾回路の入力に、補正回路 C_1 、 R_1 を付加することで補正される。これをラプラス変換の表記法で説明すると次の通りである。すなわち、演算増巾器の入力端には、磁場の時間微分に、コイルの遅れ時間 τ_c の加わった信号が現われる。

$$V_{in} = s \cdot B \cdot \frac{\frac{1}{\tau_c}}{s + \frac{1}{\tau_c}} \quad (7)$$

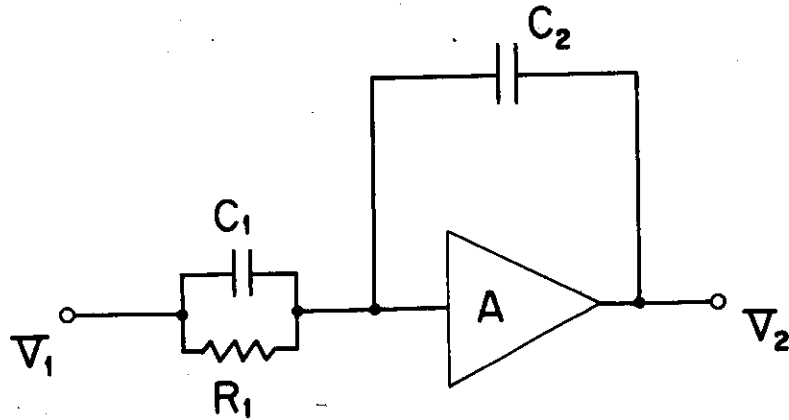
第11図の演算増巾器を用いると

$$\begin{aligned} V_{out} &= V_{in} \times \left(-\frac{Z_f}{Z_i} \right) \\ &= -V_{in} \times \frac{1}{s C_2} \times \left(s C_1 + \frac{1}{R_1} \right) \\ &= -B \cdot \frac{1}{C_2 R_1} \cdot \frac{s C_1 R_1 + 1}{s \tau_c + 1} \end{aligned} \quad (8)$$

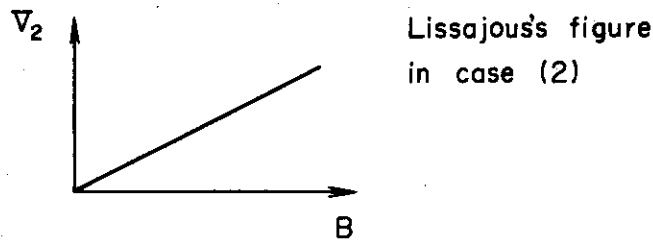
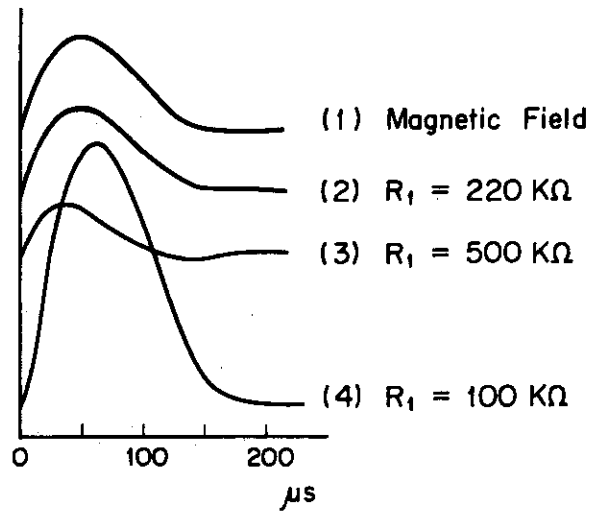
となる。したがって、 $C_1 \cdot R_1 = \tau_c$ となるように回路定数 C_1 、 R_1 を設定すれば、遅れを補正することができる。実際、パルス磁場をつくるコイル中に、ケース入りのコイルを置いて測定した結果を第12図に示す。これは、実際に用いたと同じコイル・ケースを用いたものであり、磁場の波形は、磁場発生用のコイル電流を同軸型の無誘導シャント抵抗器で測定している。 R_1 の値が $10 \text{ K}\Omega$ 変化するとリサージュ波形は明らかに直線ではなく閉曲線を描くようになる。したがって、この補正法によって遅れ時間を $1 \mu s$ 以下にすることができた。なお、第13図で R_1 は、演算増巾器の入力インピーダンスが $Z_0 = 50 \Omega$ に比べて大きいように選択する必要があり、ここでは、 C_1 をコイルの迷容量とほぼ等しい 100 pF にし、これによって R_1 の値を決定した。この方法の利点は、どんなに大きな遅れも原則的には補正可能で、検出器の設計条件が楽になり、またケーブルは終端してあるので長さが任意となることである。共振に関しては、上記の方法でも除去されていないが、コイル自体の共振のみで約 1 MHz であり、測定対象の周波数領域外なので問題はない。必要ならばフィルタを用いて除去できるが、本装置の場合は共振は全く見られず、フィルタも必要ない。

(注) CR回路の電流に対する電圧の遅れ時間を $\tau = CR$ とするのと同じ意味で、LR回路の遅れ時間(電圧に対する電流の遅れ)は $\tau = L/R$ である。

低周波特性に関しては、測定周波数範囲では問題はない。ただし、積分を行う演算増幅回路のDCドリフトは測定に支障をきたすので、第24図に示すゲート回路を設けた。



第11図 遅れ補正回路 (R_1 , C_1) のついた積分回路



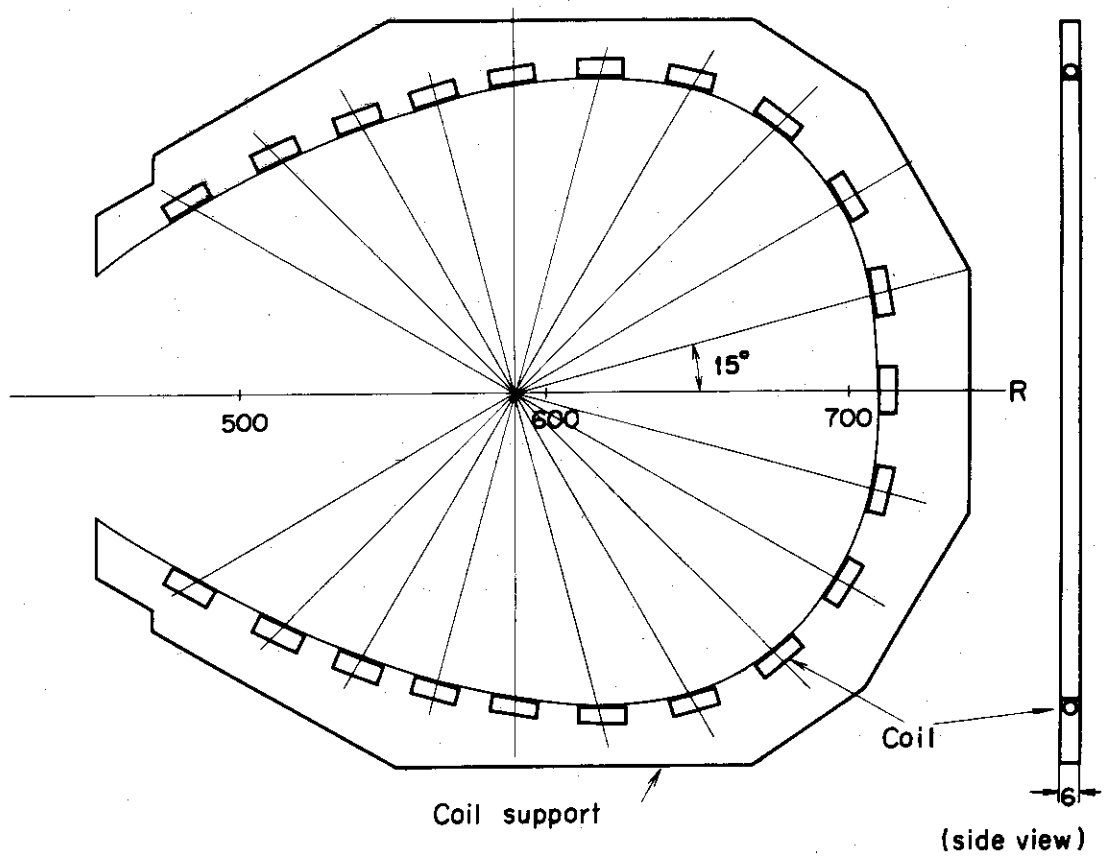
第12図 遅れ補正回路の定数と出力波形の関係

2.5 不安定性の測定

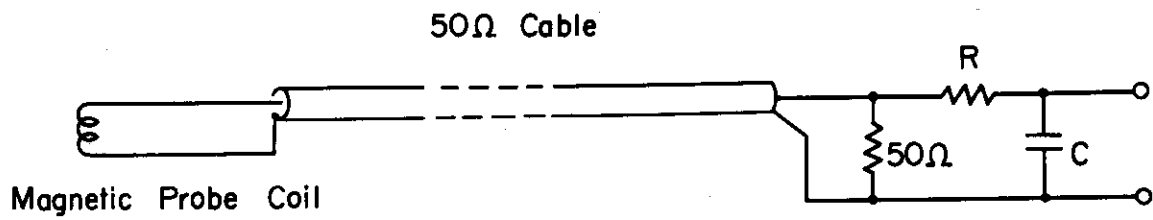
JFT-2aで発生する磁場の振動は $5 \sim 20 \text{ kHz}$ であり、平衡測定と同じ時定数の積分器を通すと、(5)式で分るように測定信号が過小となる。そこで、振動のみを測定するためには、時定数約 0.2 ms のCR積分回路を用いる。この場合、前節で述べた $20 \mu\text{s}$ の遅れは補正できないが、どの磁気プローブについても一様に遅れるので、磁気プローブの位置と振動の位相との関係を測定する上に障害とはならない。

磁気プローブは、第5図に示したように、プラズマの小周上に7個しか設置していないが、信号間の相関をとることによって振動のモード(m数)を知ることができる。(付録1)

また、前節までに述べた磁気プローブは、平衡(位置)の測定を主な目的としており、低周波の磁場に対する出力を大きく設計してある。しかし、不安定性(振動)を測定するときには、磁場の振動周波数が高いので、コイルの感度を落すことができる。具体的には、小型にして巻数をへらすことであり、こうすることによって L_c 、したがって遅れ時間も小さくなる。このために第14図に示すコイルを製作し、JFT-2aのシェル・ギャップに設置した。コイルのLは 0.02 mH である。これによって、プラズマ柱の小周上に 15 度おきに 21 個のコイルが設置され、直接的に振動の姿態が測定できるようになった。このコイルの設置に際しては、JFT-2aの運転経験により、プラズマに直接面した場所以外は真空的な配慮を犠牲にしている。なお、このコイルによっても、積分前に信号を増巾することによって平衡の測定も充分に行える。コイルを小型にして設置を容易にする(修理も容易になる)という点からは、ここに述べた小型コイルの方が好ましい。これは、実際に装置を運転してみて、回路に入る前の雑音が小さかった為可能となったことである。



番 13 図 振動モード測定用磁気プローブ (21 個) の設置法



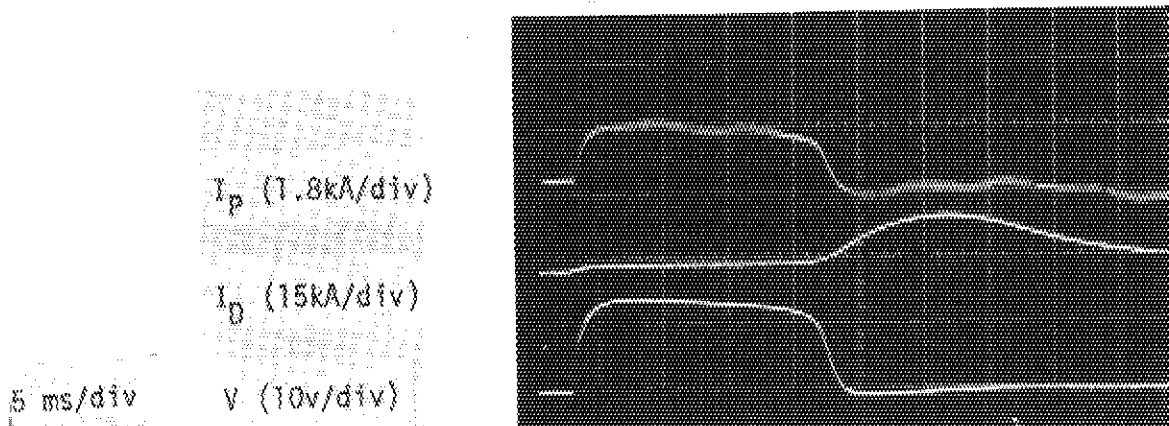
第 14 図 振動測定用磁気のプロープ回路

3 ワンターン電圧

JFT-2aでは、シェルが真空容器の中にあり、プラズマの近くにワンターン電圧測定用のコイルを設置することが困難である。実際には第1図に示したように、真空容器のすぐ外側にコイルを設置してある。この場合には、プラズマ柱のワンターン電圧と、測定コイルに発生する電圧とは、各々と鎖交する磁束が異なるために一致しない。また、この差異を求めるには、鉄心やシェルの影響を考えねばならず、容易ではない。しかし、プラズマ電流がほぼ一定で、プラズマ柱も定常と見なせる時には、プラズマ電流、フープ電流、シェル電流（分布）が変化せず、これらの電流によって生じる磁束からは電圧が生じない。この時の電圧は主に一次巻線による鉄心中の磁束変化によって生じており、これはプラズマ柱とワンターン電圧測定用コイルとの差は小さいと考えられる。実際に測定した結果でも、鉄心に巻いたワンターン・コイルの電圧と、真空容器に巻いたワンターン・コイルの電圧との差は、プラズマ電流が平坦な部分では、10%程度である。したがって、第1図に示した測定用コイルの配置でも、プラズマが定常のときにはワンターン電圧の測定が可能である。

4 電流の測定

各種の電流値は、第1図b)に示した配置のロゴスキー・コイルによって測定する。プラズマ電流の測定は、ダイバータ・フープ電流との和から、ダイバータ・フープ電流を差引いて行っている。差をとることは、積分後に差動増巾器を用いて行っており、差の実測値は第15図に示す通りである。第15図には、プラズマ電流のない場合を示してあり、約25ms以後にダイバータ・フープ電流は主変流器の鉄心が飽和したために電流が流れている。この場合にも差信号は雑音レベルしか現れない。なお、鉄心飽和前に差信号が見えるのは、ダイバータ・フープのカバー（ステンレスの管でワンターンを構成している）に流れる電流である。参考までに述べると、第17図のワンターン電圧と、フープのカバーに流れる電流から、フープのカバーの抵抗値が約9mΩと計算される。



第15図 $(I_p + I_D) - I_D = I_p$, 差動出力の誤差（鉄心飽和後の I_D は差動によって打消されている）