

STP-3 (M) によるRFP実験
のための磁気測定 I

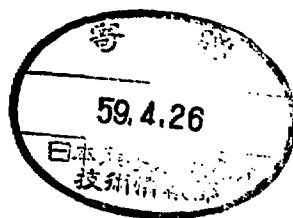
長田昭義・田丸 健

有本英樹・山田修一・佐藤絃一

(1984年2月7日 受理)

IPPJ-DT-114

1984年3月



Magnetic Measurements for RFP Experiment on STP-3(M)

Akiyoshi NAGATA, Takeshi, TAMARU,

Hideki ARIMOTO*, Shuichi YAMADA*, Koichi SATO*

The Faculty of Engineering Hiroshima University

*Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya 464

Abstract

Magnetic measurements are arranged for RFP experiment on STP-3(M). Magnetic measurements will be applied to investigate the discharge parameters, F(field reversal ratio) - θ (pinch parameter) diagram, the physical mechanism of flux enhancement and the toroidal and poloidal mode numbers due to the MHD instability.

Theoretical considerations and instrumental techniques for magnetic measurements are described in detail.

Further communication about this report is to be sent to the Research Information Center, Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya 464, Japan.

目次

§ 1 .	緒論	1
§ 2 .	理論的考察	1
§ 2 . 1 .	トロイダルプラズマ電流	1
§ 2 . 2 .	トロイダル磁束	3
§ 2 . 3 .	ポロイダル磁束	6
§ 2 . 4 .	プラズマ柱の変位	10
§ 3 .	測定子技術	13
§ 3 . 1 .	ソフトウェア	13
3 . 1 . 1 .	トロイダルプラズマ電流測定用ロゴスキー・コイル	13
3 . 1 . 2 .	トロイダルコイル電流測定用ロゴスキー・コイル	14
3 . 1 . 3 .	ポロイダルコイル電流測定用ロゴスキー・コイル	14
3 . 1 . 4 .	ポロイダル磁束測定用ワンターン・ループコイル	14
3 . 1 . 5 .	トロイダル磁束測定用ワンターン・ループコイル	15
3 . 1 . 6 .	プラズマ変位測定用磁気プローブ	15
3 . 1 . 7 .	壁でのトロイダル磁場測定用磁気プローブ	16
§ 3 . 2 .	ハードウェア	16
§ 4 .	データ処理(一次案)	17
§ 4 . 1 .	方針	17
§ 4 . 2 .	分散系処理(I。)	17
§ 5 .	議論 及び 結論	17
謝辞		18
Table and Figure Captions		19

§ 1 . 緒論

熱核融合炉発電を目的とした実験研究で、プラズマ・パラメータが一番進んでいるトカマク型装置に於いて、最近、最も重要な研究課題になっていることは、1)高ベータ化 及び 2)定常運転化である。高ベータ化の観点に立つと、魅力的な装置として、リバースフィールドピンチ(RFP)装置が挙げられる。

RFP実験も、電総研のTPE-1R(M)を筆頭に、近年めざましい発展を遂げてきており、トカマクに次いで装置として、非常に有望視されている。名古屋大学プラズマ研究所に於いても、STP-3(M)装置によるRFP研究が開始されている(TABLE I)。

STP-3(M)装置によるRFPプラズマの詳細な物理的メカニズムを知るための測定手段として、幾つかの測定系が整備されているが、ここでは、RFPパラメータ 及び プラズマの巨視的な振舞い等を調べるうえで必要な磁気測定について述べる。磁気測定は誰もが知っていることであり、ここで特別に述べることもないが、現在のRFP装置では、真空容器としてカットのないメタルライナーを、又、プラズマ柱の平衡を保持するためにメタルシェルを用いており、これらによる効果も考慮する必要があり、従って補正しなければならない。

このレポートでは、STP-3(M)のRFP実験に用いられる基礎的な磁気測定についてのみ述べることにする。本文中では、誰もが知っている基本的な方程式 及び 図等も省略しないで、なるべく詳細に述べることにする。

§ 2 . 理論的考察

STP-3(M)装置によるRFP実験で用いられる磁気測定用コイル 及び プロープの種類、個数 及び 測定パラメータをTABLE IIに、そして、これらの設置場所の概念図が、Fig. 1に示されている。

測定用コイル 及び プロープを用いて

1. トロイダルプラズマ電流 及び プラズマ表面でのポロイダル磁場
2. トロイダル磁束 及び 平均トロイダル磁場
3. ポロイダル磁束 及び ワンターン・ループ電圧
4. プラズマ柱の変位 及び 垂直磁場

のプラズマ・パラメータを観測する。

以下に、順に述べるとともに、これらの量に関係したパラメータについても記す。本文中の方程式の単位系として、MKSA単位を用いることにする。

§ 2 . 1 . トロイダルプラズマ電流

STP-3(M)装置によるRFP実験で予定されている最大プラズマ電流は、 $I_p \sim 500 \text{ kA}$ でその持続時間は、 $\tau_I \sim 10 \text{ msec}$ である(TABLE I)。

第1章で述べたように、真空容器として、カットのないライナーを用いているので、トロイダルプラズマ電流 I_p は補正を必要とする。ログスキー・コイル 及び 補正に用いるワンターン・ループコイルの配置の概念図が、それぞれ、Fig. 2 及び Fig. 4に示されている。

ロゴスキー・コイルの測定原理は、A m p e r e の法則に従えば、

$$I = \frac{1}{\mu_0} \oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\ell}{n}\right) \oint \vec{B} \cdot d\vec{n} \quad , \quad (2.1.1)$$

ここで、 \vec{B} は磁束密度ベクトル、 $d\vec{n}$ は $d\vec{l}$ の方向の単位ベクトルであり、その強さは、 $n d\ell/\ell$ である。ロゴスキー・コイルの有効断面積を S とすると、Eq. (2.1.1) は、

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{\mu_0 S} \left(\frac{\ell}{n}\right) \oint S \vec{B} \cdot d\vec{n} = \frac{1}{\mu_0 S} \left(\frac{\ell}{n}\right) \int d\phi \\ &= \frac{1}{\mu_0 S} \left(\frac{\ell}{n}\right) \phi \quad , \quad \phi = \int d\phi \quad , \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

ここで、 ϕ は全磁束である。

従って、ロゴスキー・コイルの端子電圧を U とすると、

$$\begin{aligned} dI/dt &= U / \left\{ \mu_0 S \left(n / \ell \right) \right\} \quad , \\ U &= \mu_0 S \left(n / \ell \right) \left(dI / dt \right) \quad , \end{aligned} \quad (2.1.3)$$

ここで、 n は、ロゴスキー・コイルの巻数、それに、 ℓ は、コイル長である。

Fig. 2 に示されているように、ロゴスキー・コイルによって測定される電流は、プラズマ電流 I_p に加えてライナー電流 I_L も含まれている。第2・3節に、詳細に議論されているように、Fig. 4 に示されているようなワンターン・ループコイルを用いて補正を行なうと、トロイダルプラズマ電流 I_p は、結果として、

$$I_p = I_{pl} - V_{1...n} / R_{Lz} + (\delta L_{vL} / R_{Lz}) (dI_{pl} / dt) \quad , \quad (2.1.4)$$

ここで、 $I_{pl} = I_p + I_L$ は、ロゴスキー・コイルによって測定される電流であり、 $V_{1...n}$ は、ワンターン・ループコイルによる電圧、さらに、 R_{Lz} 及び δL_{vL} は、それぞれ、トロイダル方向のライナー抵抗 及び ライナーとワンターン・ループコイル間の漏れインダクタンスである。

STP-3 (M) 本体の幾何学的構造からみて、 δL_{vL} は、シェルとライナー間の漏れインダクタンスとして良い、TABLE III の値を用いて計算すると；

$$\begin{aligned} \delta L_{vL} &= \mu_0 R \ln \left(r_v / r_L^0 \right) = 43.557 \times 10^{-9} \quad \text{[H]} \quad , \\ \delta L_{s1} &= \mu_0 R \ln \left(b' / r_L^0 \right) = 66.355 \times 10^{-9} \quad \text{[H]} \quad , \end{aligned} \quad (2.1.5)$$

プラズマ電流 I_p が求めれば、Maxwell の方程式によって、プラズマ表面 ($r = a$) に於ける、ポロイダル磁場 $B_\theta(a)$ を算出できる；

$$B_\theta(a) = \mu_0 I_p / (2\pi a) = 2 \times 10^{-7} I_p / a \quad ; \quad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad , \quad (2.1.6)$$

ここで、 a は、仮定する必要がある。

§ 2.2. トロイダル磁束

この章では、まず最初に、トロイダル方向の磁束について述べ、次に、平均トロイダル磁場について、最後に、壁でのトロイダル磁場の求め方について述べる。

Figure 3 に示されているように、 N ターン巻かれたトロイダルコイルを流れる電流 I_θ によって作られるトロイダル方向の全磁束 Φ_{TT} は、外へ漏れることなく、全て半径 R のコイル環内 ($1 - 0'$) に生成されるとすると、

$$\Phi_{TT} = \Phi_{12} + \Phi_{23} + \Phi_{34} + \Phi_{40'} \quad (2.2.1)$$

求めるトロイダル磁束を Φ_T とすると、

$$\Phi_T \equiv \Phi_{40'} \quad (2.2.2)$$

$$\Phi_{TT} = \Phi_{12} + \Phi_{23} + \Phi_{34} + \Phi_T \quad (2.2.3)$$

ここで、

Φ_{TT} : トロイダルコイル (N ターン) を流れる電流によって生成される全磁束、

Φ_{12} : トロイダルコイルとワンターン・ループコイル間の磁束、

Φ_{23} : ワンターン・ループコイルとライナー間の磁束、

$\Phi_{40'}$: プラズマ内のトロイダル方向の磁束、(Φ_T)、

である。

次に、それぞれの磁束、 Φ_{12} 、 Φ_{23} 、 Φ_{34} 、 Φ_T は、

$$\Phi_{12} = 2\pi \int_{r_T}^{r_B} B_z r dr = \delta L_{TB} I_\theta \quad (2.2.3)$$

$$\Phi_{23} = 2\pi \int_{r_B}^{r_L^0} B_z r dr = \delta L_{BL} I_\theta \quad (2.2.3)$$

$$\Phi_{34} = 2\pi \int_{r_L}^a B_z r dr = \delta L_{La} (I_\theta + I_{L\theta}) \quad (2.2.3)$$

$$\Phi_T = 2\pi \int_0^a B_z r dr \quad (2.2.3)$$

であり、ワンターン・ループコイルで観測される磁束を Φ_z とすると、

$$\Phi_z = \Phi_{23} + \Phi_{34} + \Phi_T \quad (2.2.4)$$

その出力電圧 V_θ は、

$$\begin{aligned}
V_{\theta}(r_B) &= -\frac{d}{dt} \phi_z , \\
&= -\frac{d}{dt} (\phi_{23} + \phi_{34} + \phi_T) ,
\end{aligned} \tag{2.2.5}$$

となる。又、ライナー内の全磁束を ϕ_{Lz} とすると、

$$\phi_{Lz} = \phi_{34} + \phi_T , \tag{2.2.6}$$

$$\begin{aligned}
V_{L\theta}(r_L^i) &= -\frac{d}{dt} \phi_{Lz} , \\
&= -\frac{d}{dt} (\phi_{34} + \phi_T) ,
\end{aligned} \tag{2.2.7}$$

である。

Equations (2.2.2), (2.2.4) 及び (2.2.6) より、

$$\begin{aligned}
\phi_{TT} &= \phi_{12} + \phi_z , \\
&= \phi_{12} + \phi_{23} + \phi_{Lz} , \\
\phi_{23} &= \phi_z - \phi_{Lz} ,
\end{aligned} \tag{2.2.8}$$

となり、Eqs. (2.2.3), (2.2.5) 及び (2.2.7) より、

$$\begin{aligned}
\phi_z &= \delta L_{BL} I_{\theta} + \phi_{Lz} , \\
V_{\theta}(r_B) &= V_{L\theta}(r_L^i) - \delta L_{BL} \frac{d}{dt} I_{\theta} ,
\end{aligned} \tag{2.2.9}$$

となる。ここで、

$$\begin{aligned}
2\pi r_L^i E_{L\theta} &= \eta_{L\theta} j_{L\theta} , \\
&= R_{L\theta} I_{L\theta} , \\
&\equiv V_{L\theta}(r_L^i) ,
\end{aligned} \tag{2.2.10}$$

とすると、

$$I_{L\theta} = \frac{1}{R_{L\theta}} V_{L\theta}(r_L^i) , \tag{2.2.11}$$

となり、Eq. (2.2.9) は、Eq. (2.2.11) より、

$$\begin{aligned}
 v_{\theta}(r_B) &= R_{L\theta} I_{L\theta} - \delta L_{BL} \frac{d}{dt} I_{\theta} , \\
 I_{L\theta} &= v_{\theta}(r_B)/R_{L\theta} + \delta L_{BL}/R_{L\theta} dI_{\theta}/dt .
 \end{aligned}
 \tag{2.2.12}$$

Eq. (2.2.4)より、プラズマ内のトロイダル磁束 ϕ_T は、

$$\begin{aligned}
 \phi_T &= \phi_z - (\phi_{23} + \phi_{34}) , \\
 &= \phi_z - \{ \delta L_{BL} I_{\theta} + \delta L_{La} (I_{\theta} + I_{L\theta}) \} , \\
 &= \phi_z - (\delta L_{BL} + \delta L_{La}) I_{\theta} - \delta L_{La} I_{L\theta} ,
 \end{aligned}
 \tag{2.2.13}$$

であるから、Eq. (2.2.12)を、上式(2.2.13)に代入すると、

$$\phi_T = \phi_z - \frac{\delta L_{La}}{R_{L\theta}} v_{\theta}(r_B) - (\delta L_{BL} + \delta L_{La}) I_{\theta} - \frac{\delta L_{BL} \delta L_{La}}{R_{L\theta}} \frac{d}{dt} I_{\theta} ,
 \tag{2.2.14}$$

を得ることができる。ここで、

$$\phi_z = - \int_0^t v_{\theta}(r_B) dt ; v_{\theta}(r_B) = - \frac{d}{dt} \phi_z ,
 \tag{2.2.15}$$

を用いると、Eq. (2.2.14)は、

$$\begin{aligned}
 \phi_T &= - \int_0^t v_{\theta}(r_B) dt - \frac{\delta L_{La}}{R_{L\theta}} v_{\theta}(r_B) \\
 &\quad - (\delta L_{BL} + \delta L_{La}) I_{\theta} - (\delta L_{BL} \delta L_{La}/R_{L\theta}) dI_{\theta}/dt ,
 \end{aligned}
 \tag{2.2.16}$$

で書き換えることもできる。

ここで、

- $v_{\theta}(r_B)$; ポロイダル方向に巻かれたワンターン・ループコイル電圧、
- I_{θ} ; トロイダルコイルを流れる電流、
- $R_{L\theta}$; ポロイダル方向のライナー抵抗、
- δL_{BL} ; ループコイルとライナー間のインダクタンス、
- δL_{La} ; ライナーとプラズマ間のインダクタンス、

であり、

$$\begin{aligned}
 \delta L_{BL} &= (\mu_0/2R) (r_b^2 - r_c^2) , \\
 \delta L_{La} &= (\mu_0/2R) (r_c^2 - a^2) ,
 \end{aligned}
 \tag{2.2.17}$$

TABLE III の値を用いて計算すると、

$$\delta L_{L1} = 0 \quad (\text{H}), \quad (2.2.18)$$

$$\delta L_{L2} = 1.328 \times 10^{-7} \quad (\text{H}),$$

となる (TABLE IV)。

次に、平均トロイダル磁場 $\langle B_z \rangle$ を計算する：

$$\langle B_z \rangle = \Phi_T / \pi a^2, \quad (2.2.19)$$

最後に、プラズマ表面 ($r = a$) でのトロイダル磁場 $B_z(a)$ を計算する。
ここで、 $R = R \pm a$ であるが、ここでは、平均をとって、中心 (R) で計算すると、

$$B_z(a) = \frac{\mu_0}{2\pi R} (I_\theta + I_{L\theta}), \quad (2.2.20)$$

$$= 2 \times 10^{-7} \frac{1}{R} (I_\theta + \frac{1}{R_{L\theta}} V_\theta(r_B) + \frac{\delta L_{BL}}{R_{L\theta}} \frac{d}{dt} I_\theta),$$

となる。

ワンターン・ループコイルとライナー間の漏れインダクタンス δL_{L1} を、Eq. (2.2.18) のごとく、無視できるとすると、

$$\Phi_T^* = - \int_0^t V_\theta(r_B) dt - \frac{\delta L_{La}}{R_{L\theta}} V_\theta(r_B) - \delta L_{La} I_\theta, \quad (2.2.16)'$$

$$\langle B_z \rangle^* = \Phi_T^* / \pi a^2, \quad (2.2.19)'$$

$$B_z^*(a) = 2 \times 10^{-7} (1/R) (I_\theta + (1/R_{L\theta}) V_\theta(r_B)), \quad (2.2.20)'$$

として計算して良い。

§ 2.3. ポロイダル磁束

この章では、ポロイダル磁束 Φ_p 及び トロイダルプラズマ電流 I_p の補正方法¹⁾ について述べる。
Fig. 4 に示されているような、トロイダル方向 (R) に巻かれたワンターン・ループコイルの円環で考える：

$$2\pi R E_\phi(R) = V_{1, \dots, p}(R) = - (d\Phi_{pT} / dt), \quad (2.3.1)$$

$$\Phi_{pT} = \Phi_{01} + \Phi_{12} + \Phi_{23} + \Phi_{34} + \Phi_{45} + \Phi_{50}, \quad (2.3.2)$$

1) トロイダル方向のワンターン・ループコイルによる I_p の補正方法は、電総研、平野洋一氏の原案による。

ここで、

- ϕ_{pT} : ワンターン・ループコイルと鎖交する磁束
- ϕ_{01} : 図中の(0, 1)間の磁束
- ϕ_{12} : 図中の(1, 2)間の磁束(シェルとインダクションコイル)
- ϕ_{23} : 図中の(2, 3)間の磁束(ライナとシェル)
- ϕ_{34} : 図中の(3, 4)間の磁束(ライナとシェル)
- ϕ_{45} : 図中の(4, 5)間の磁束(プラズマとライナ)
- ϕ_{50} : 図中の(5, 0')間の磁束(プラズマ内), (ϕ_p),

$$\phi_{01} = L_z (I_z + I_i + I_p), \quad (2.3.3)$$

$$L_z = \mu_0 R (\ln(8R/r_p^0) - 2),$$

ここで、 $R = 0.5 \text{ m}$ 、 $r_p^0 = 0.151 \text{ m}$ (ポロイダルコイルの外径)とすると、

$$\begin{aligned} L_z &= 4\pi \times 10^{-7} \times 0.5 (\ln(8 \times 0.5 / 0.151) - 2) \\ &= 802.22 \times 10^{-8} \text{ (H)} \end{aligned}$$

次に、

$$\phi_{12} = \delta L_{12} (I_i + I_p), \quad (2.3.4)$$

$$\delta L_{12} = \mu_0 R \ln(r_i^i / b^0)$$

ここで、 $r_i^i = 0.12975 \text{ m}$ (ポロイダルコイル内径)、 $b^0 = 0.12325 \text{ m}$ (シェル外径)とすると、

$$\delta L_{12} = 32.292 \times 10^{-8} \text{ (H)}$$

$$\phi_{23} = \delta L_{23} (I_i + I_p), \quad (2.3.5)$$

$$\delta L_{23} = \mu_0 R \ln(b' / r_v),$$

ここで、 $b' = 0.11225 \text{ m}$ (シェル内径)、 $r_v = 0.10825 \text{ m}$ (ワンターン・ループコイル位置)とすると、

$$\delta L_{23} = 22.799 \times 10^{-8} \text{ (H)}$$

この間の磁束は、幾何学的に無視できる。

$$\phi_{34} = \delta L_{34} (I_i + I_p),$$

(2 . 3 . 6)

$$\delta L_{11} = \mu_0 R \ln (r_1 / r_1^0) ,$$

ここで、 $r_1 = 0.10825 \text{ m}$ (ワンターン・ループコイル位置)、 $r_1^0 = 0.101 \text{ m}$ (ライナー外径)とすると、

$$\delta L_{11} = 43.557 \times 10^{-9} \text{ (H)} ,$$

$$\Phi_{45} = \delta L_{11} I_p ,$$

(2 . 3 . 7)

$$\delta L_{12} = \mu_0 R \ln (r_L^i / a) ,$$

ここで、 $r_L^i = 0.094 \text{ m}$ (ライナー内径)、 $a = 0.0882 \text{ m}$ (プラズマ径、ここでは、リミッタ径としている)とすると、

$$\delta L_{12} = 40.016 \times 10^{-9} \text{ (H)} ,$$

次に、

$$\Phi_{50'} \equiv \Phi_p ,$$

$$= 2\pi R \int_{R-a}^a B_y (R, y=0) dR ,$$

(2 . 3 . 8)

$$= L_{pi} I_p ,$$

又、

$$E_\phi (R) = \eta_\phi (R) j_\phi (R) .$$

(2 . 3 . 9)

ここで、

$$V_1 (R-r_V) = - \frac{d}{dt} (\Phi_{01} + \Phi_{12} + \Phi_{23})$$

(2 . 3 . 10)

は、測定される量で既知であるので、Eq s. (2 . 3 . 1) 及び (2 . 3 . 2) より、

$$2\pi R E_\phi (R) = - \frac{d}{dt} \Phi_{pT} ,$$

$$= - \frac{d}{dt} (\Phi_{01} + \Phi_{12} + \Phi_{23} + \Phi_{34} + \Phi_{45} + \Phi_{50'}) ,$$

$$2\pi R E_{\phi}(R) = -\frac{d}{dt}(\phi_{34} + \phi_{45} + \phi_{50'}) + V_1(R-r_V) \quad , \quad (2.3.11)$$

さらに、

$$\begin{aligned} V_1(R-a) &= -\frac{d}{dt}(\phi_{01} + \phi_{12} + \phi_{23} + \phi_{34} + \phi_{45}) \quad , \\ &= V_1(R-r_V) - \frac{d}{dt}(\phi_{34} + \phi_{45}) \quad , \\ &= V_1(R-r_V) - d(\delta L_{V1}(I_1 + I_p) + \delta L_{V1}I_p) / dt \quad , \end{aligned} \quad (2.3.12)$$

従って、

$$\begin{aligned} V_1(R-a) &= V_1(R-r_V) \\ &\quad - \delta L_{V1} \frac{d}{dt}(I_1 + I_p) - \delta L_{V1} \frac{d}{dt}I_p \quad , \end{aligned} \quad (2.3.13)$$

となる。ここで、上式の右辺第2項の $\frac{d}{dt}(I_1 + I_p)$ は、ロコスキー・コイルによって測定される量であるから、既知である。

$$\begin{aligned} \phi_{01} &= L_z I_z + L_z(I_L + I_p) \quad , \\ V_1(R-r_V) &= 2\pi R E_1 = R_{Lz} I_z \quad , \end{aligned} \quad (2.3.14)$$

ここで、 R_{Lz} は、トロイダル方向のライナー抵抗である。従って、

$$\begin{aligned} V_1(R-r_V) &= -d/dt(\phi_{01} + \phi_{12} + \phi_{23} + \phi_{34}) \quad , \\ &= -d/dt(\phi_{01} + \phi_{12} + \phi_{23}) - d/dt(\phi_{34}) \quad , \\ &= V_1(R-r_V) - d/dt(\delta L_{V1}(I_1 + I_p)) \quad , \\ &= V_1(R-r_V) - \delta L_{V1} d/dt(I_1 + I_p) \quad , \\ &\equiv R_{Lz} I_z \quad , \end{aligned} \quad (2.3.15)$$

となり、

$$R_{Lz} I_z = V_1(R-r_V) - \delta L_{V1} d/dt(I_1 + I_p) \quad ,$$

$$I_L = V_L (R - r_v) / R_{Lz} - \delta L_{vL} / R_{Lz} d/dt (I_L + I_p), \quad (2.3.16)$$

ここで、

$$\begin{aligned} I_p &= (I_L + I_p) - I_L, \\ &= (I_L + I_p) - V_L (R - r_v) / R_{Lz} + \delta L_{vL} / R_{Lz} d/dt (I_L + I_p), \end{aligned}$$

となる。又、

$$V_L (R - r_v) \equiv V_{L_{loop}}, \quad (2.3.17)$$

であるから、結果として、

$$\begin{aligned} I_p &= (I_L + I_p) - V_{L_{loop}} / R_{Lz} + \delta L_{vL} / R_{Lz} d/dt (I_L + I_p), \\ &= I_{pL} - V_{L_{loop}} / R_{Lz} + (\delta L_{vL} / R_{Lz}) (dI_{pL} / dt), \quad (2.3.18) \end{aligned}$$

ここで、

I_p : トロイダルプラズマ電流

I_{pL} : ログスキー・コイルによって測定される電流 (Fig. 2)

$V_{L_{loop}}$: ワンターン・ループコイル電圧 (Fig. 4)

R_{Lz} : トロイダル方向のライナー抵抗

δL_{vL} : ライナーとワンターン・ループコイル間の漏れインダクタンス

δL_{vL} は、幾何学的形状により、 $\delta L_{vL} = \delta L_{SL}$ 、即ち、シェルとライナー間の漏れインダクタンスとして良い (TABLE V)。

§ 2.4. プラズマ柱の変位

RFPプラズマは、ポロイダルベータ値が小さいので、トカマクプラズマに比べて、トロイダル効果が少なく、プラズマ柱の水平方向の変位が小さい。しかしながら、ベータ値の高いプラズマを長時間 (~数 msec) の間、閉じ込める場合、プラズマ柱の変位の制御；平衡の制御も是非必要であると思われる。

プラズマ柱の水平方向の変位 Δ_{H} を計算するために、ここでは、トカマク理論で良く知られている、Shafranov の平衡理論の方程式を用いる¹⁾：

-
- 1) 詳細な議論では、シェルにギャップが在るために、そこを漏れる磁場による変位 Δ_{SL} も考慮すべきであるが、STP-3(M)装置の本体コイル形状からみて、漏れ磁場は、非常に少ないことが予想されるので、ここでは、この効果は考慮しないことにする。

$$\Delta_{||} = \Delta_o + \Delta_{||} \quad (2.4.1)$$

$$\Delta_o = (b^2/2R) \{ \ln(b/a) + (1-a^2/b^2)(\Lambda + 1/2) \} \quad (2.4.2)$$

$$\Delta_{||} = - (2\pi b^2/\mu_o I_o) B_v \quad (2.4.3)$$

$$\Lambda = \beta_p + \xi_i / 2 - 1 \quad (2.4.4)$$

ここで、 Δ_o は、理想導体シエルの在る場合での、プラズマ柱の変位を示し、 $\Delta_{||}$ は、垂直磁場によって制御される変位である。Equation (2.4.4)中の β_p は、ポロイダルベータ値であり、次式で与えられる：

$$\begin{aligned} \beta_p &= 2\mu_o \langle p \rangle / B_\theta^2(a) \quad , \quad B_\theta(a) = \mu_o I_o / 2\pi a \quad , \\ &= 2\pi \times 10^7 a^2 \langle p \rangle / I_o^2 \quad , \end{aligned} \quad (2.4.5)$$

又、トータルベータ値との関係式は、

$$\beta_p = \{ (B_\theta^2 + B_z^2) / B_\theta^2(a) \} \beta \quad , \quad (2.4.6)$$

であり、 $(B_\theta^2 + B_z^2)$ は平均値である。さらに、Eq.(2.4.4)中の ξ_i は、単位長さ当たりのプラズマ柱の内部インダクタンスを示しており、

$$\xi_i = \int B_\theta^2 r dr d\theta / [\pi a^2 B_\theta^2(a)] \quad , \quad (2.4.7)$$

で与えられ、 B_θ と B_z は、それぞれ、ポロイダル及びトロイダル方向の磁場成分を表わしている。

Figure 5(a)には、 ξ_i をパラメータにとり、 β_p に対する $\Delta_{||}$ の関係が示されている。ここでは、垂直磁場による変位 $\Delta_{||}$ は、零としている。図中では、 $\xi_i = 0.5$ と 1.0 の場合について示してある。又 β_p の値は、RFP配位では、 $B_\theta = B_z$ であるので、Eq.(2.4.6)より、 $\beta_p = \beta$ とみなして良い。ここでは、 $\beta_p = 0.5$ ($\beta = 50\%$)まで計算されている。STP-3(M)のプラズマ・パラメータ(TABLE I)では、プラズマ柱の水平方向の変位 $\Delta_{||}$ は、 $\Delta_{||} = (2 \sim 3)$ m程度である。

プラズマ柱の水平方向の変位 $\Delta_{||}$ を、Fig. 1に示されているような、半径dの赤道面上に置かれた磁気プローブを用いて測定する。磁気プローブの和信号を U' 、差信号を U とすると、

$$\frac{U}{U'} = \frac{B_\theta(\theta=0) - B_\theta(\theta=\pi)}{B_\theta(\theta=0) + B_\theta(\theta=\pi)} \quad , \quad (2.4.8)$$

で表わされ、

$$U/U' = (d/2R) \{ 2R\Delta_{||}/d^2 + (\Lambda + 1/2)(1 + a^2/d^2) \}$$

$$+ \ln(d/a) - 1), \quad (2.4.9)$$

で与えられる。従って、Eqs. (2.4.9)と(2.4.1)から、プラズマ柱の水平方向の変位 $\Delta_{||}$ は、次式で表わすことができる：

$$\begin{aligned} \Delta_{||} = & (d(b^2 - a^2)/(b^2 + d^2))(U/U^+) \\ & + (a^2/b^2)\Delta_p + (a^2/2R)\ln(b/a) \\ & + (d^2/2R)((b^2 - a^2)/(b^2 + d^2))(1 + \ln(b/d)), \end{aligned} \quad (2.4.10)$$

又、別の情報として、Eqs. (2.4.10)と(2.4.2)の関係より、

$$\frac{L}{4\pi R} + \beta_p = \frac{1}{2} + \frac{2Rd}{b^2 + d^2} \left(\frac{U^-}{U^+} \right) + \frac{d^2}{b^2 + d^2} (1 + \ln \frac{b}{d}) - \frac{2R}{b^2} \Delta_B, \quad (2.4.11)$$

$$L = 4\pi R (\ln(b/a) + \ell_i/2), \quad (2.4.12)$$

を得ることができる。

次に、垂直磁場 B_{\perp} によるプラズマ柱の水平方向の変位 $\Delta_{||}$ について述べる。ここでは、導電性シェルの在る場合と無い場合について調べる。又、 B_{\perp} の計算に於いては、プラズマ柱の水平方向の変位 $\Delta_{||}$ が零、即ち、ライナー中心にプラズマ柱を保持するために必要な、垂直磁場を計算する。

導電性シェルのない場合での垂直磁場を $B_{\perp 2}$ とすると、

$$B_{\perp 2} = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left[\ln \frac{8R}{a} + \beta_p + \frac{1}{2}(\ell_i - 3) \right], \quad (2.4.13)$$

で与えられる。Figure 5(b)に、 $\Delta_{||} = 0$ の位置にプラズマ柱を、保持するために必要な $B_{\perp 2}$ が示されている。図中の1は、 $\beta_p = 0.1$ 及び 2は $\beta_p = 0.5$ の場合を示している。

一方、導電性シェルの在る場合での、プラズマ柱の水平方向の位置を、 $\Delta_{||}$ の位置に保持するために必要な垂直磁場を $B_{\perp 1}$ とすると、

$$B_{\perp 1} = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left[\ln \frac{b}{a} + \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) \left(\beta_p + \frac{\ell_i}{2} - \frac{1}{2}\right) \right] - \frac{\mu_0 I_p}{2\pi b} \left(\frac{\Delta_{||}}{b}\right), \quad (2.4.14)$$

で与えられる。Figure 5(c)には、上式(2.4.14)に於いて、 $\Delta_{||} = 0$ の場合に必要な $B_{\perp 1}$ の強さが示されている。

Equations (2.4.13) 及び (2.4.14) から計算された、 $B_{\perp 2}$ 及び $B_{\perp 1}$ の値；Fig. 5(b) 及び (c) を比較して分るように、導電性シェルのない場合の $\Delta_{||} = 0$ に、プラズマ柱を保持するのに必要な垂直磁場 $B_{\perp 2}$ は、導電性シェルが在る場合の $B_{\perp 1}$ に比べて、必要な垂直磁場は 10 数倍大きな値となる。

さらに、プラズマ柱の動的な運動も考慮に入れた場合の、プラズマを平衡に保持するために必要な垂

直磁場コイルに流す電流 I_v を計算する。文献 1) に従うと、プラズマ柱の水平方向の位置 δ_x に平衡を保持するために必要な垂直磁場（ここでは、パルス垂直磁場で考えている）コイルに流す電流 I_v は、

$$I_v = [\pi b_V / \{2(b^2 - b_V^2) \sum_{i=1}^N \cos \omega_i\}] \left[\frac{1}{\pi} (\delta_0 - \delta_x) I_p - \left\{ \frac{8\rho_m}{\mu_0} a^2 (b^2 - a^2) \right\}^{1/2} \frac{d(\delta_0 - \delta_x)}{dt} \right],$$

ここで、

$$(2.4.15)$$

$$\frac{d^2(\delta_0 - \delta_x)}{dt^2} = - \left\{ \frac{2\mu_0 I_p}{\pi^2 a^2 (b^2 - a^2) \rho_m} \right\}^{1/2} \frac{d(\delta_0 - \delta_x)}{dt} - \left\{ \frac{\mu_0 I_p}{2\pi^2 a^2 (b^2 - a^2) \rho_m} \right\} (\delta_0 - \delta_x),$$

で表わせる。ここで、 ω_i は、垂直磁場コイルの位置の方位角方向の角度を示し、 ρ_m は、プラズマの質量密度である。

Figure 6(a) は、STP-3(M) のプラズマ・パラメータ 及び 導電性シェル内にパルス垂直磁場コイルを設置するとした場合を想定して計算した I_v の時間変位を示している。図から分かるように、初期段階では、 I_v は、プラズマ電流の立ち上がり時間と同じであり、 $I_p, \dots = 300 \text{ kA}$ に対して必要な $I_v = 20 \text{ kA}$ となる。計算では、 $\beta_p = 0.3$ 、 $\tau_I = 1.0$ 、 $\delta_x = 0$ 及び 密度 $n = 1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ が仮定されている。この $I_v, \dots = 20 \text{ kA}$ を用いて、線電流輪モデルで計算したポロイダル平面上の垂直磁場の力線 及び 赤道面上の垂直磁場の強さを表わしたのが、Fig. 6(b) に示してある。

上記した、ログスキー・コイル、ワンターン・ループコイル 及び 磁気プローブ等の磁気測定子の STP-3(M) 装置上の配置が、Fig. 7 に示してある。

§ 3. 測定子技術

§ 3.1 では、本体設計に必要な資料作成 及び TABLE II に示されている磁気測定に必要なログスキー・コイル、ループコイル 及び 磁気プローブ等の磁気測定子の製作のためのソフトウェアについて述べ、§ 3.2 では、そのハードウェアについて示す。

§ 3.1. ソフトウェア

3.1.1. トロイダルプラズマ電流測定用ログスキー・コイル

- a. 個数 : 2ヶ
- b. 形状 : 角型形状 (有効面積 $S = (6 \text{ mm} \times 2 \text{ mm})$)
材質 : 絶縁シート上にエナメル線をクロス形に巻き、シールドはしない。
- c. 設置 : ライナーのベローズ部の山すそ。
- d. 引き出し : シェルとポロイダルコイルの赤道面の外側方向に 2ヶ所の有効径 $\phi 10$ の穴をあける。
- e. 特性 : Equation (2.1.3) よりログスキー・コイルの端子電圧 U は

$$U = \mu_0 S (n/l) dI_p / dt \quad (\text{volt})$$
 ここで、 $dI_p / dt = \omega I_p$ 、 $\tau_I = 1 \times 10^{-2} (\text{s})$ 、 $I_p = 300 (\text{kA})$
 とすると、 $\omega I_p = 4.7 \times 10^7 (\text{A} \cdot \text{rad} / \text{sec})$

文献 1) A. Nagata, S. Yamaguchi, K. Hirano, Japanese Journal of Applied Physics, 20 (1981) 151.

$$(n/l) = 100, S = (6 \times 2) (\text{mm}^2) = 1.2 \times 10^{-6} (\text{m}^2)$$

$$U = 4\pi \times 10^{-7} \cdot 1.2 \times 10^{-6} \cdot 100 \cdot 4.7 \times 10^8$$

$$= 7.1 \times 10^{-2} (\text{volt})$$

3.1.2. トロイダルコイル電流測定用ログスキー・コイル

- a. 個数 : 1ヶ
- b. 形状 : 角型形状
材質 : (3.1.1.のI₁測定用ログスキー・コイルと同形状・同材質)
耐圧は10kV
- c. 設置 : トロイダルコイルのフィード部
- d. 引き出し:
- e. 特性 : $B_r (r=a) = -1 \text{ kG}$ として、トロイダルコイルに流す電流 I_θ は、
 $\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ より
 $I_\theta = 2\pi R / \mu_0 N B_r = 5 \times 10^4 (R/N) B_r (\text{A})$
 ここで、 $R = 0.5 \text{ m}$ 、 $N = 36 \text{ turn}$ 、 $B_r = 0.1 \text{ T}$ とすると
 $I_\theta = 7 \text{ kA}$ となる。ログスキー・コイル端子電圧 U は、
 $U = \mu_0 S (n/l) d I_\theta / dt (\text{volt})$ より
 $n/l = 100$ 、 $S = 6 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} = 1.2 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ 、 $d I_\theta / dt = \omega I_\theta$ 、
 $\tau_1 = 1 \times 10^{-8} \text{ s}$ 、 $I_\theta = 7 \times 10^3 \text{ A}$ とすると
 $U = 4\pi \times 10^{-7} \cdot 1.2 \times 10^{-6} \cdot 100 \cdot 1.1 \times 10^8$
 $= 1.65 \times 10^{-2} (\text{volt})$

3.1.3. ポロイダルコイル電流測定用ログスキー・コイル

- a. 個数 : 1ヶ
- b. 形状 : I₁測定用ログスキー・コイルと同形状・同材質
材質 : 耐圧1kV
- c. 設置 : ポロイダルコイルのフィード部
- d. 引き出し:
- e. 特性 : 最小シグナルを見積るために、ポロイダルコイルに流す電流 I_2 は、 $I_2 = I_1$ とすると、
 I₁測定用ログスキー・コイルと同じで
 $U = 7.1 \times 10^{-2} (\text{volt})$

3.1.4. ポロイダル磁束測定用ワンターン・ループコイル

- a. 個数 : 1ヶ
- b. 形状 : 丸型形状
材質 : 耐圧1.0kVに耐える材質(同軸ケーブルを使用して良い)。
- c. 設置 : 下部シェルの赤道面内側から60°にトロイダル方向に有効面積(4×10)mm²の角型みぞに設置。
- d. 引き出し: 角型みぞ部に1ヶ所、シェルとポロイダルコイルに有効径8φの貫通穴を設けて引き出す。

- e. 特性 : (1) ワンターン・ループ電圧 $V_{1turn} = (0.9 - 1.0) \text{ kV}$
 (2) トロイダルプラズマ電流 I_p の補正については、§ 2.1 及び § 2.3 参照。

3.1.5. トロイダル磁束測定用ワンターン・ループコイル

- a. 個数 : 2ヶ (1) トロイダル磁束 及び 平均トロイダル磁場測定用
 (2) 反磁性磁束キャンセル 用
- b. 形状 : 丸型形状
 材質 : 耐圧 10 kV / 36 turn ~ 300 V / turn
 (ポロイダル磁束測定用と同材質でも良い、外径に注意する)。
- c. 設置 : ライナーのベローズ部の山すそ。
- d. 引き出し : トロイダルプラズマ電流測定用ログスキー・コイルの引き出しと同じ。
- e. 特性 : § 2.2 参照。

3.1.6. プラズマ変位測定用磁気プローブ (壁でのポロイダル磁場測定用磁気プローブ)

- a. 個数 : 2ヶ (1組) ; 赤道面上、 $\theta = 0^\circ$ 及び 180° のところにそれぞれ1ヶずつセット。
- b. 形状 : シングル チャンネルで良い (シールド無し)。
 材質 : フレームは耐熱性のステンレススチール
- c. 設置 : 赤道面上、 $\theta = 0^\circ$ と 180° のところにセット。
 ポロイダル磁場成分のみを測定できるように、トロイダル磁場成分は前もってキャンセルしておく。
- d. 引き出し : 水平用ポートより引き出す。
- e. 特性 : (1) 磁気プローブによって測定されるポロイダル方向磁場の和信号 U^- 及び 差信号 U^+ は、Eq. (2.4.8) より、

$$\left(\frac{U^-}{U^+}\right) = \{B_\theta(\theta=0) - B_\theta(\theta=180)\} / \{B_\theta(\theta=0) + B_\theta(\theta=180)\}.$$

プラズマ柱の水平方向の変位を Δ_{11} とすると、Eq. (2.4.9) より、

$$\left(\frac{U^-}{U^+}\right) = \frac{b^2 + d^2}{d(b^2 - a^2)} \left\{ \Delta_H - \frac{a^2}{b^2} \Delta_B - \frac{a^2}{2R} \ln \frac{b}{a} - \frac{d^2}{2R} \frac{b^2 - a^2}{b^2 + d^2} (1 + \ln \frac{b}{d}) \right\}.$$

ここで、TABLE III より、

$a = 0.0882 \text{ m}$, $b = b' = 0.11225 \text{ m}$, $d = 0.09 \text{ m}$, $R = 0.5 \text{ m}$,

$\Delta_{11} = 0$, そして、 $\Delta_{11} = 0.002 \text{ m}$ の値を用いて計算すると、

$$|U / U^+| = 47.71 \{ 0.002 - 0 - 1.876 \times 10^{-3} - 2.303 \times 10^{-3} \}$$

$$= 0.104 \quad ; \quad |U / U^+| = 10\%$$

(2) プラズマ表面 ($r = a$) に於けるポロイダル磁場 $B_\theta(a)$ は、Eq. (2.1.6) より、

$$B_\theta(a) = 2 \times 10^{-3} I_p / a$$

ここで、 $I_r = 300 \text{ kA}$ 、 $a = 0.0882 \text{ m}$ とすると

$$B_\theta(a) = 6.8 \text{ (kGauss)}$$

又、 $r = d = 0.09 \text{ m}$ に於いては、

$$B_\theta(d) = 6.7 \text{ (kGauss)}$$

磁気プローブの端子電圧 V は

$$V = nA (dB_\theta / dt),$$

ここでSTP-2で用いた磁気プローブの大きさ：

$n = 30 \text{ turn}$ 、 $A = 3.464 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ を用いて V を計算すると、

$$dB_\theta/dt = \omega B_\theta, \quad \omega = 2\pi/4\tau_I = 1.57 \times 10^2 \text{ rad/s}$$

$$V = 30 \cdot 3.464 \times 10^{-6} \cdot 1.57 \times 10^2 \cdot 6.7 \times 10^3 \\ = 1.09 \times 10^{-2} \text{ (volt)}$$

3.1.7. 壁でのトロイダル磁場測定用磁気プローブ

- a. 個数 : 1ヶ；赤道面上、 $\theta = 0^\circ$ にセット。
- b. 形状 : シングルチャンネルで良い(シールド無し)。
- 材質 : 3.1.6.のプラズマ変位用磁気プローブと同材質。
- c. 設置 : 赤道面上、 $\theta = 0^\circ$ のところにセット。

トロイダル磁場成分のみを測定できるように、ポロイダル磁場成分は前もってキャンセルしておく。

- d. 引き出し：水平用ポートより引き出す。

- e. 特性 : 壁付近でのトロイダル磁場は、STP-3(M)では、

$$B_z(d) = -1 \text{ (kGauss)}$$

磁気プローブの端子電圧 V は

$$V = nA (dB_z / dt),$$

ここで、 $dB_z/dt = \omega B_z$ 、 $\omega = 2\pi/4\tau_I = 1.57 \times 10^2 \text{ rad/s}$ 、

n と A を、STP-2で用いた磁気プローブの大きさで計算すると、

$$V = 30 \cdot 3.464 \times 10^{-6} \cdot 1.57 \times 10^2 \cdot 0.1 \\ = 1.63 \times 10^{-3} \text{ (volt)}$$

上記した、ログスキー・コイル、ワンターン・ループコイル 及び 磁気プローブ等の磁気測定子のSTP-3(M)装置上の引き出し法が、Fig. 7に示してある。

§3.2. ハードウェア

第3.1節の1.~7.で述べた、各磁気測定子の製作のためのソフトウェアをもとに、ログスキー・コイル、ループコイル 及び 磁気プローブの製作のためのハードウェアを終え、現在、製作中である。

磁気測定子の製作のためのハードウェアについては、次回の技術レポートに於いて、詳細に述べる予定である。

§ 4 . データ処理（一次案）

近年、核融合研究装置が大型化し、実験により得るデータ量は膨大なものになりつつある。従って、その処理結果を次の実験研究に速かに結びつけて行く為のオンラインによるデータ処理システムの開発は不可欠なものとなってきた。

プラ研高ベータ計画におけるデータ処理は、これまでも幾度かその必要性が問われ、システムの考案がされたものの、マンパワー、予算等の貧弱さから立案のみに終り、オシロ写真とカーブリーダー処理に頼って来た（STP - 2 , 3）。しかし、STP - 3 (M)では、§ 2 . 1 で述べた様に、最も基礎的なパラメータである I_p を得るためには、他測定値による補正を必要とするため、データ処理システムの開発が必要となった。

STP - 3 (M)では、システムの信頼性、高速処理の面を重視し、分散形データ処理システムを構想した（Fig . 8）。このシステムの全貌については、別の機会に譲り、ここでは磁気測定系についての概要のみを述べる。

§ 4 . 1 . 方針

Figure 8に示した、システム構想の実現には、多額の費用と多くのマンパワー、歳月を要するため、当面、一分散系として、補正を要する I_p の処理に試み、その他の測定に関しては、可搬型ミニコンシステム（名大プラ研中測管理）を使用する（Fig . 9）。

§ 4 . 2 . 分散系処理

補正には、マイクロプロセッサを使用し、補正処理データ（ I_p ）は可搬型ミニコンシステムに収録する。その概要を、Fig . 10に示す。

§ 5 . 議論 及び 結論

STP - 3 (M)によるRFP実験に於いて、パラメータ 及び プラズマの巨視的な振舞いを調べるうえで必要な磁気測定について、第一回の報告として、磁気測定子の製作 及び それを用いてのパラメータの補正に必要な解析について、詳細に記述した。

これらの解析をもとに、磁気測定子の製作が行なわれ、現在、装置に取り付ける段階にある。第二回の報告として、これらの磁気測定子の各特性を調べ、RFP実験で得られた結果についても、記述する予定である。

謝辞

本研究を行なうにあたり、長期に渡り御指導・御教示をいただいていた日本大学教授 吉村久光博士、ならびに 名古屋大学プラズマ研究所教授 天野恒雄博士に心から感謝致します。また、電子技術総合研究所プラズマ研究室 小川潔主任研究官、島田寿男主任研究官、前島良紀主任研究官、平野洋一主任研究官、芦田久男主任研究官には、本研究の遂行の過程で有益な議論 及び コメントをいただき厚く感謝致します。

Table and Figure Captions

Table I. Plasma parameters of STP-3(M).

Table II. Magnetic measurements of STP-3(M).

Table III. Dimensions of STP-3(M) apparatus, loop coils and magnetic probes.

Table IV. Values of resistance and inductances due to calculate toroidal flux.

Table V. Values of resistance and inductances due to calculate poloidal flux.

Fig. 1. Schematic drawing of magnetic measurements on STP-3(M).

Fig. 2. Schematic drawing of Rogowski coil for measuring plasma current.

Fig. 3. Schematic drawing of one-turn loop coil for measuring averaged toroidal field and toroidal magnetic flux.

Fig. 4. Schematic drawing of one-turn loop coil for measuring one-turn loop voltage and poloidal magnetic flux.

Fig. 5. (a). plasma horizontal displacement for poloidal beta values, (b). vertical field in the absence of conducting shell for plasma current and (c). vertical field in the present of conducting shell for plasma current.

Fig. 6. (a). time dependence of pulsed vertical field for plasma current and (b). vertical field strength on horizontal plane.

- Fig. 7. Setting positions of magnetic measurements on STP-3(M).
- Fig. 8. Schematic drawing of data processing system for STP-3(M).
- Fig. 9. Data acquisition system for magnetic measurements.
- Fig. 10. Data processing system for toroidal plasma current(I_p).

TABLE I. PLASMA PARAMETERS OF STP-3(M)

PARAMETERS / VALUES	/ NOTATIONS
R / 0.5	m / Plasma Major Radius
a / 0.0882	m / Plasma Minor Radius(Limiter Radius)
I_P / 500	kA / Toroidal Plasma Current(Maximum)
τ_I / 10	ms / Duration Time of Plasma Current
β_p / 0.1 - 0.5	/ Poloidal Beta Value
Δ_H / 2 - 3	mm / Plasma Horizontal Displacement
T_e / 1000	eV / Electron Temperature
n_e / (5-10) x 10 ¹⁹ m ⁻³	/ Electron Density

TABLE II. MAGNETIC MEASUREMENTS OF STP-3(M)

COIL AND PROBE	/ NUMBERS	/ MEASURE PARAMETERS	/ SYMBOL
(1) Rogowski Coil	/ 1	/ Plasma Current	/ I_P
	/ 1	/ Fluctuation	/ \dot{I}_P
	/ 1	/ Toroidal Coil Current	/ I_θ
	/ 1	/ Poloidal Coil Current	/ I_z
(2) Voltage Loop	/ 1	/ Toroidal Loop Voltage	/ V_{loop}
		/ Poloidal Flux	/ Φ_P
(3) Flux Loop	/ 4	/ Toroidal Flux	/ Φ_T
		/ Averaged Toroidal Field	/ $\langle B_z \rangle$
(4) Magnetic Probe	/ 4	/ Horizontal Displacement	/ Δ_H
		/ Vertical Displacement	/ Δ_V
		/ Fluctuation	/ δB_θ
(5) Magnetic Probe	/ 2	/ Toroidal Field at Wall	/ $B_z(a)$
		/ Fluctuation	/ δB_z
(6) Loop Coil	/ (2)	/ Diamagnetic Flux	/ δB^2
	/ (1)	/ (wind on poloidal plane)/	
	/ (1)	/ (wind on toroidal plane)/	
(7) Fourier Coil	/ 4-8	/ Poloidal Mode Number	/ m
	/ 12-36	/ Toroidal Mode Number	/ n

TABLE III. DIMENSION OF STP-3(M) APPARATUS
and COLL.S and PROBES

SYMBOLS / DIMENSIONS /	NOTATIONS
r_T^i / 0.159 m	Inner Minor Radius of Toroidal Coil
r_P^o / 0.151 m	Outer Minor Radius of Poloidal Coil
r_P^i / 0.12975 m	Inner Minor Radius of Poloidal Coil
b^o / 0.12325 m	Outer Minor Radius of Shell
b^i / 0.11225 m	Inner Minor Radius of Shell
r_L^o / 0.101 m	Outer Minor Radius of Liner
r_L^i / 0.094 m	Inner Minor Radius of Liner
R / 0.5 m	Major Radius of Plasma
a / 0.0882 m	Minor Radius of Plasma(at Limiter)
r_V / 0.10825 m	Minor Radius of One-turn Loop Coil(V_{loop})
r_B / 0.101 m	Minor Radius of One-turn Loop Coil($\langle B_z \rangle$)
d / 0.09 m	Minor Radius of Pickup Magnetic Probe
r_I / 0.101 m	Minor Radius of Rogowski Coil(I_p)

TABLE IV. RESISTANCES AND INDUCTANCES DUE TO
CALCULATE TOROIDAL FLUX

SYMBOLS / DIMENSIONS	NOTATIONS
δL_{TB} / 1.895×10^{-8} H	* Inductance between Toroidal Coil(r_T^i) / and One-turn Loop Coil(r_B)
δL_{BL} / 0 H	* Inductance between One-turn Loop / Coil(r_B) and Liner(r_L^O)
δL_{La} / 1.328×10^{-9} H	* Inductance between Liner(r_L^i) and / Plasma Surface(a)
$R_{L\theta}$ /	/ Liner Resistance(Poloidal Component)

$$* \delta L_{ij} = \frac{\mu_0}{2R} (r_i^2 - r_j^2)$$

TABLE V. RESISTANCES AND INDUCTANCES DUE TO
CALCULATE POLOIDAL FLUX

SYMBOLS / DIMENSIONS

L_Z	/	802.22×10^{-9} H	/	** Inductance of Poloidal Coil(r_p^o)
δL_{CS}	/	32.292×10^{-9} H	/	* Inductance between Poloidal Coil(r_p^i) / and Shell(b^o)
δL_{SV}	/	22.799×10^{-9} H	/	* Inductance between Shell(b^i) and / One-turn Loop Coil(r_v)
δL_{VL}	/	43.557×10^{-9} H	/	* Inductance between One-turn Loop / Coil(r_v) and Liner(r_L^o)
δL_{LP}	/	40.016×10^{-9} H	/	* Inductance between Liner(r_L^i) and / Plasma Surface(a)
R_{LZ}	/		/	Liner Resistance(Toroidal Component)

$$* \delta L_{ij} = \mu_0 R \ln(r_i / r_j)$$

$$** L_i = \mu_0 R \ln(\frac{8R}{r_i} - 2)$$

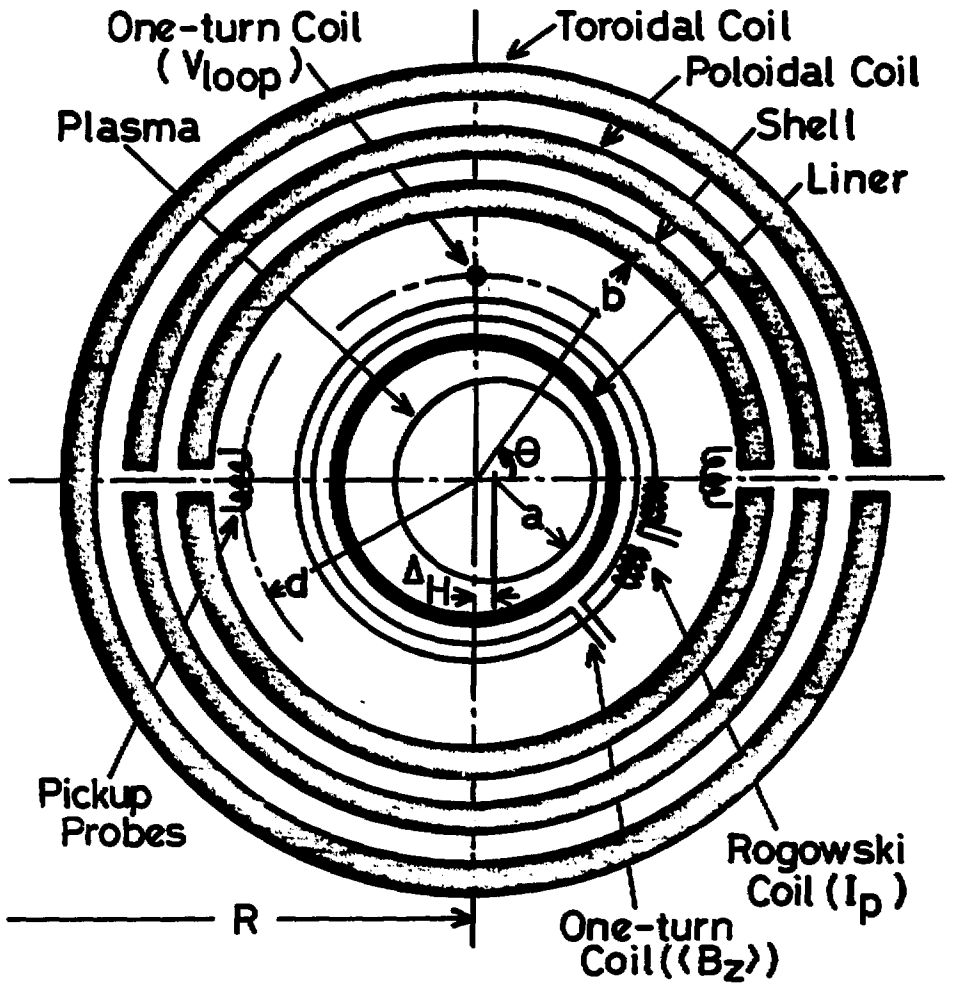


Fig. 1

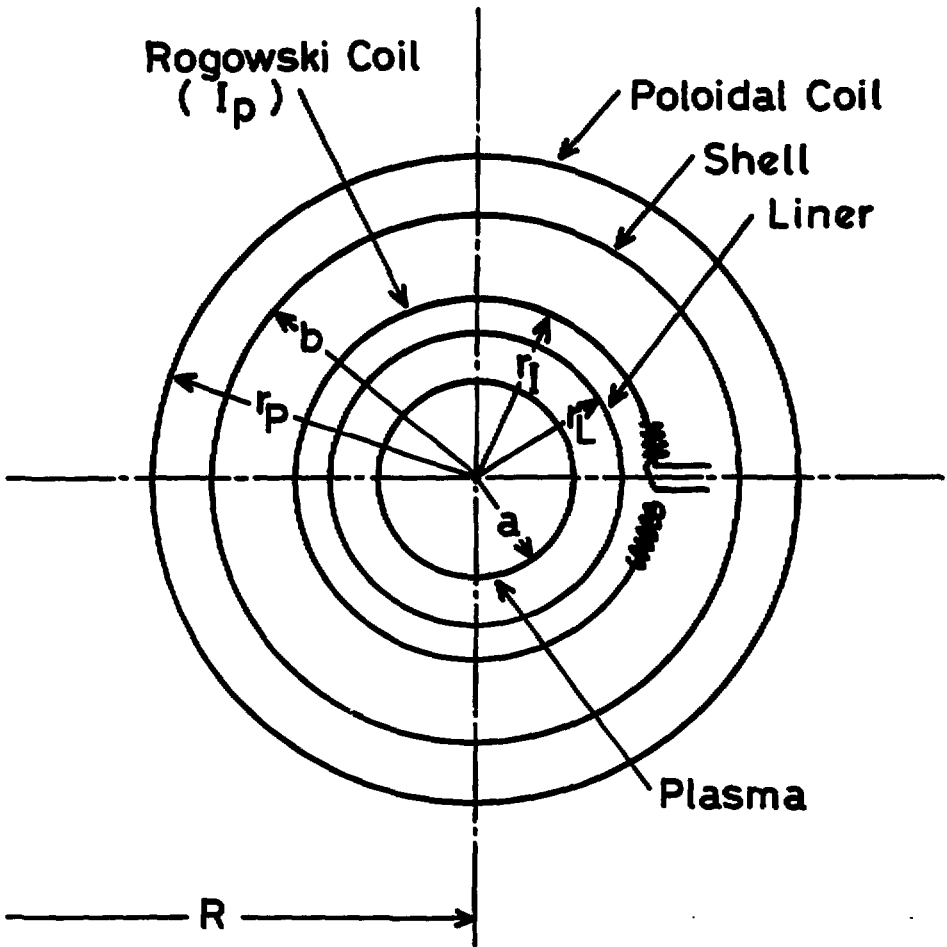


Fig. 2

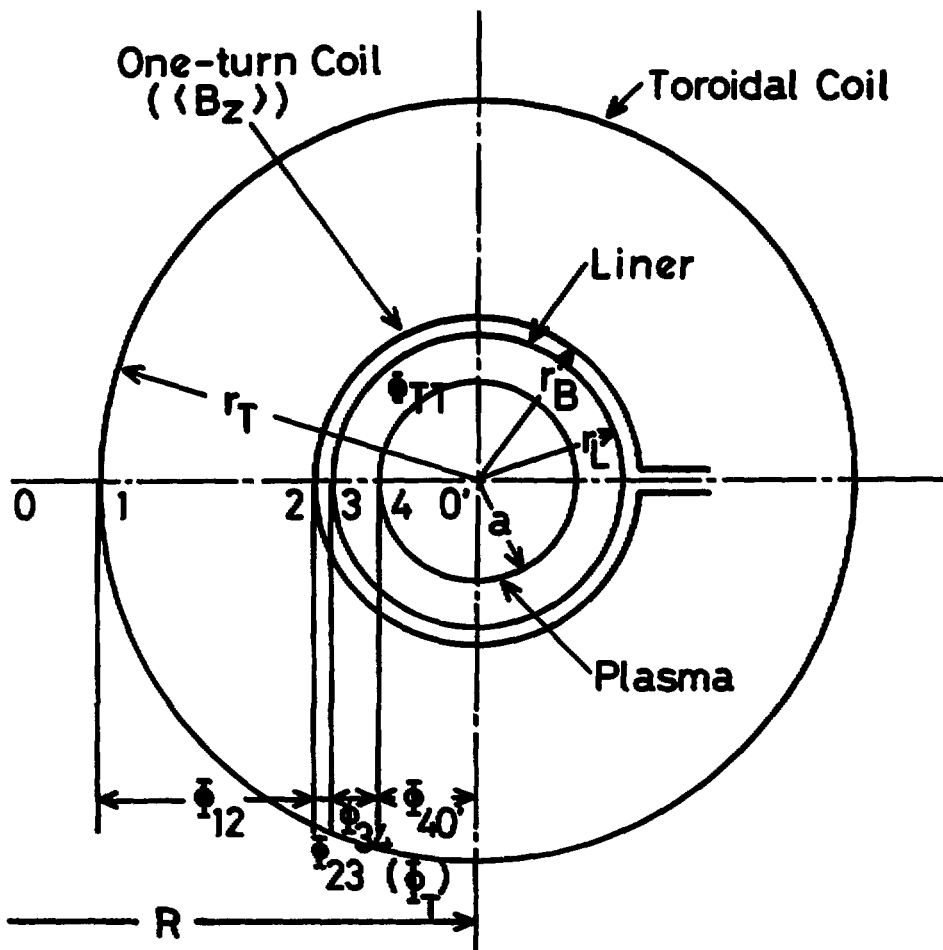


Fig. 3

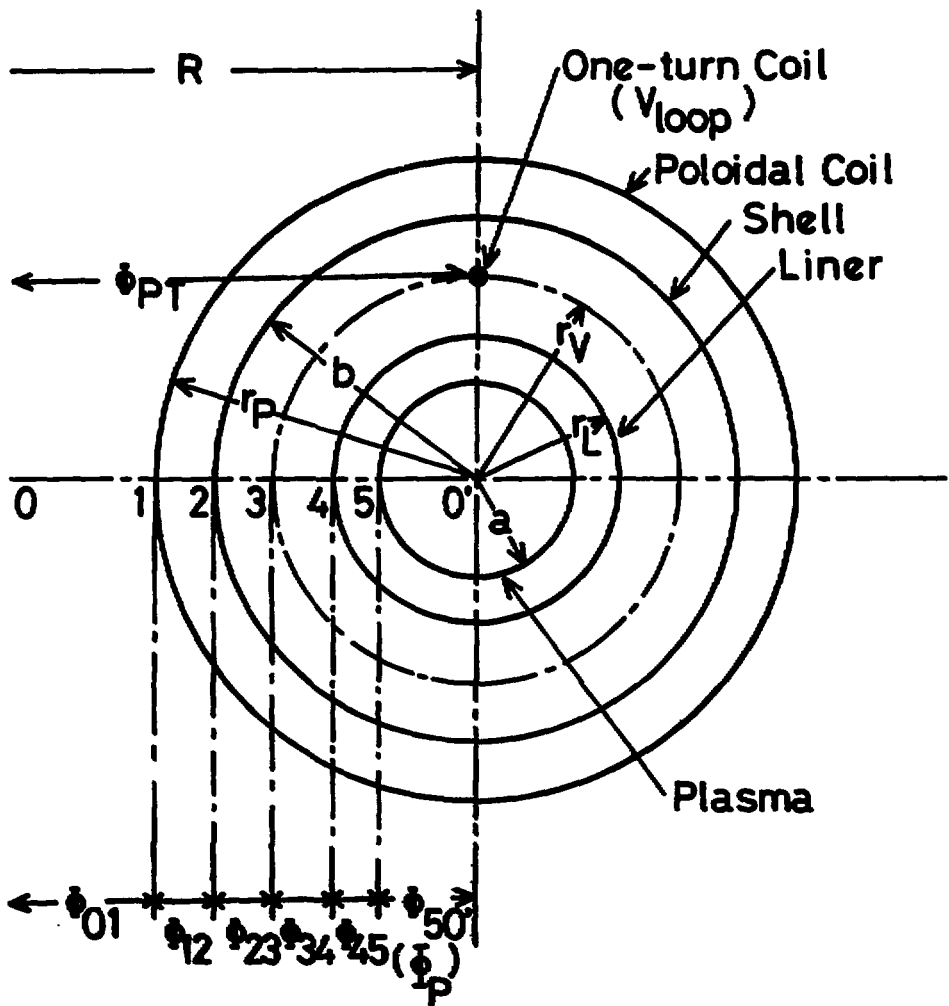


Fig.4

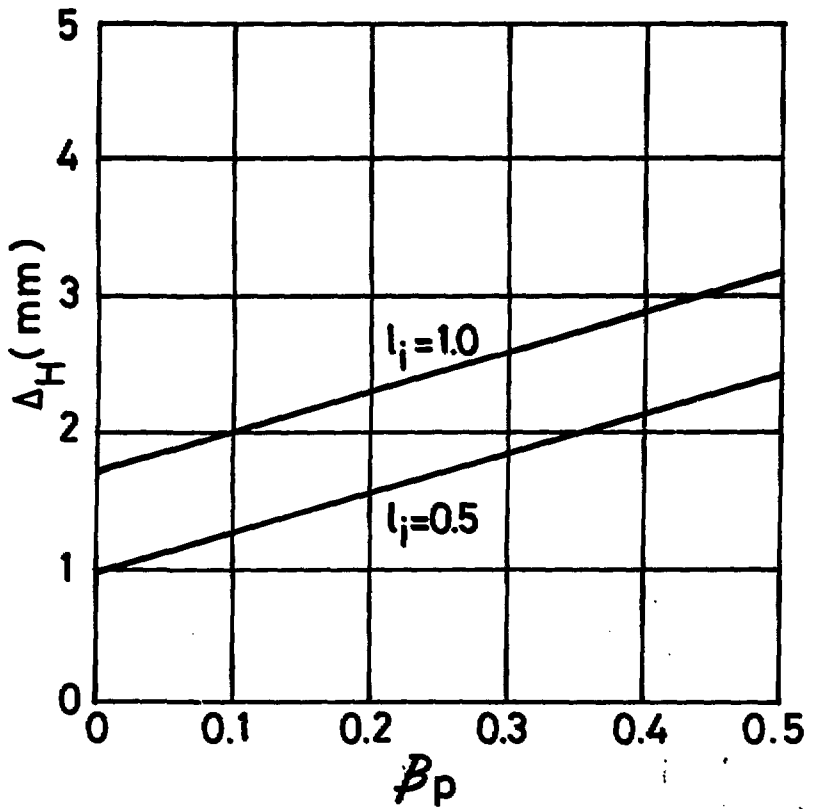


Fig. 5 (a)

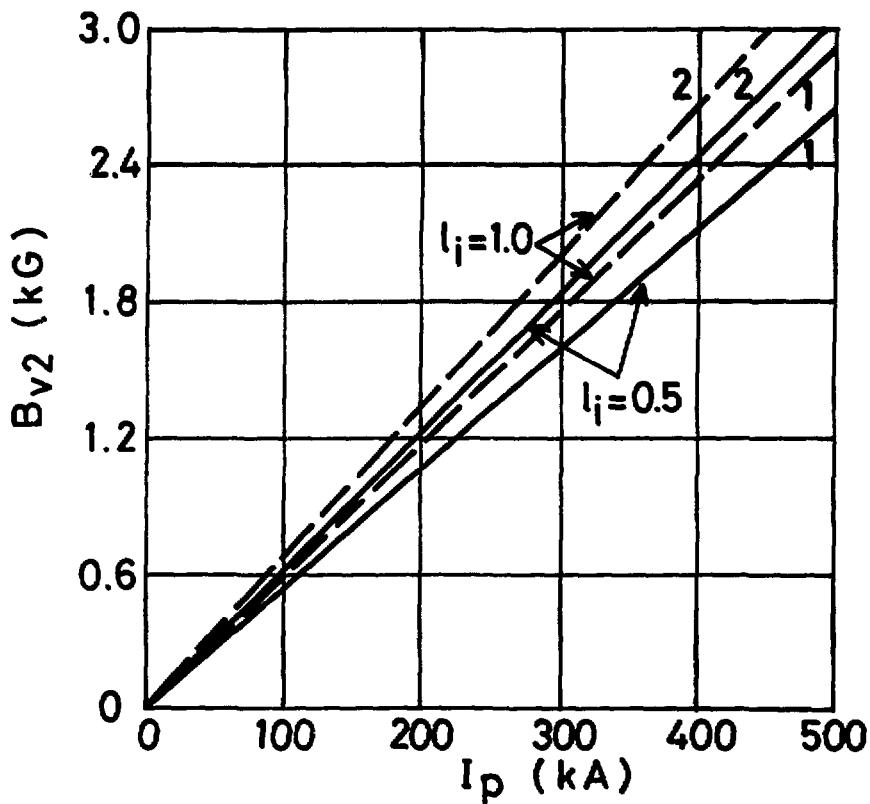


Fig.5 (b)

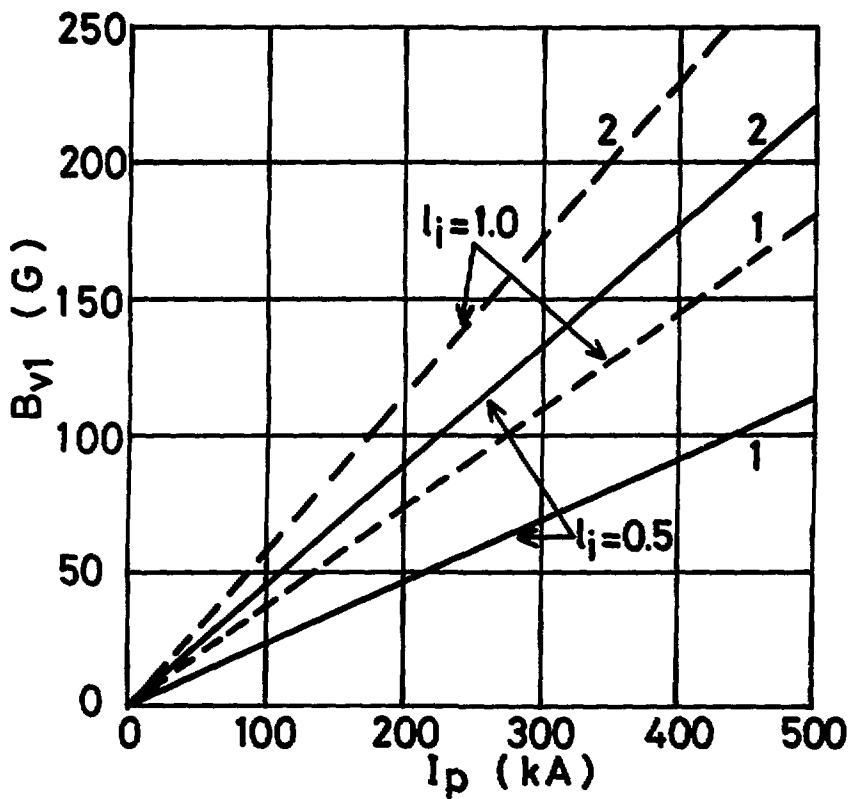


Fig.5(c)

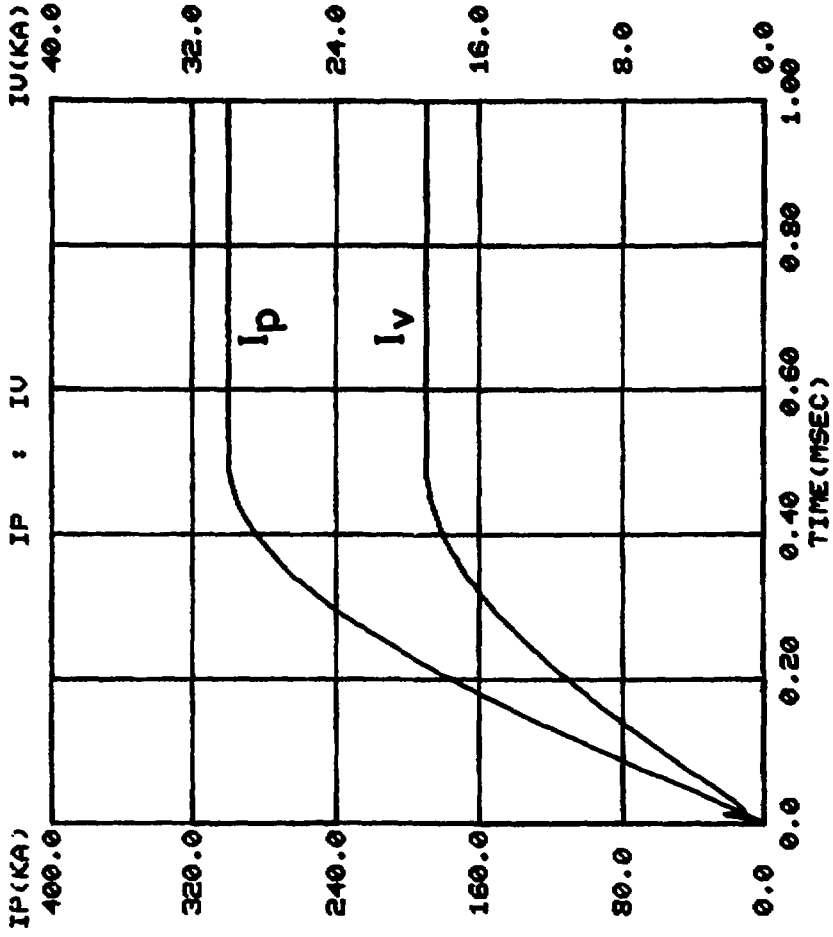


Fig. 6 (a)

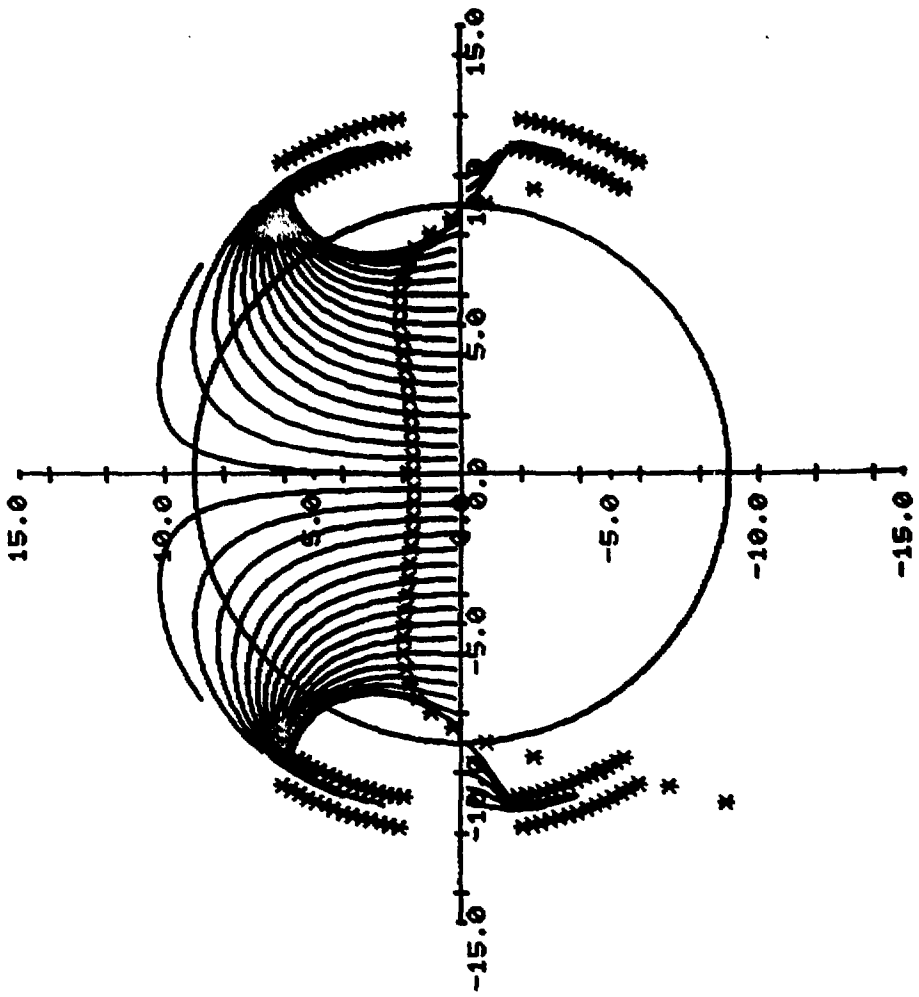


Fig.6 (b)

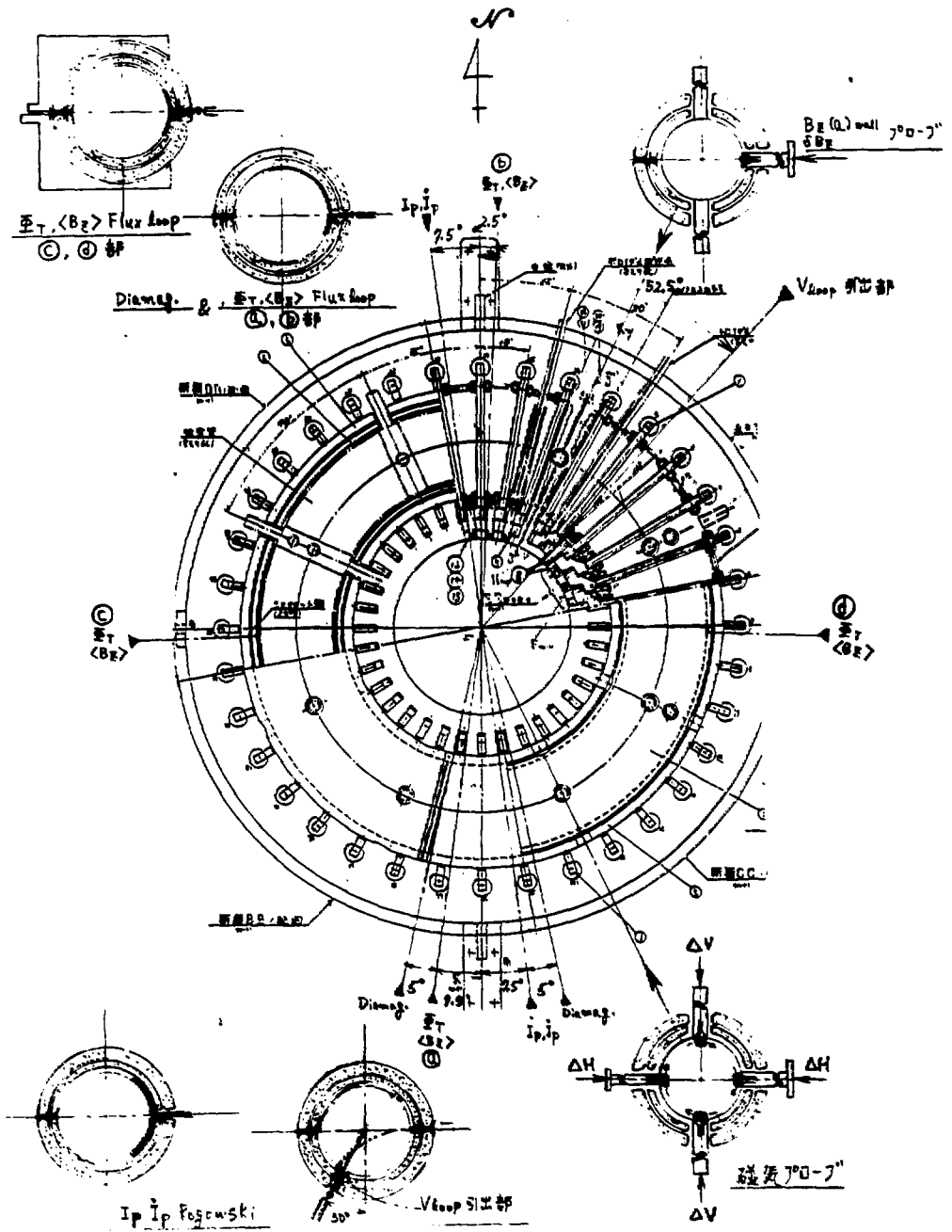


Fig. 7

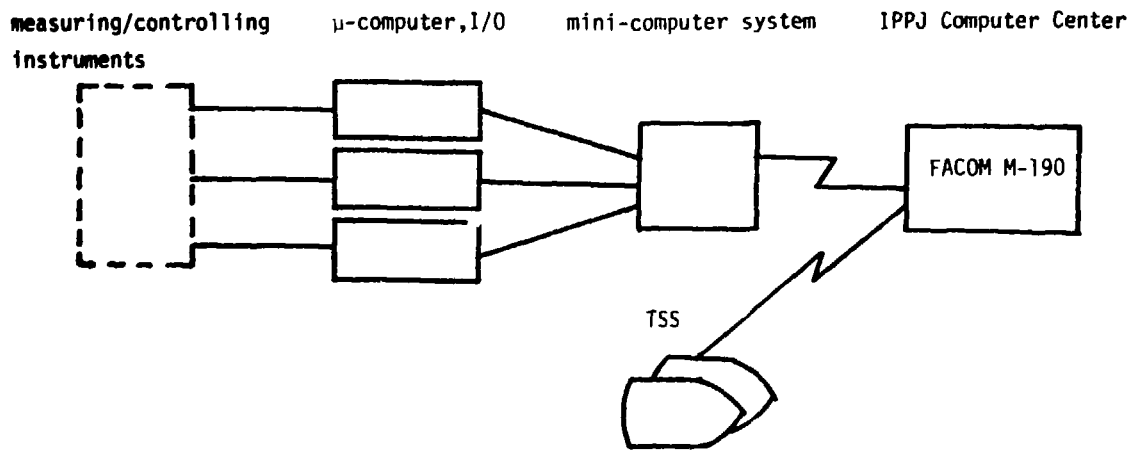


Fig. 8

measuring instruments
(magnetic measurements)

μ -computer, I/O

IPPJ
portable data

Acquisition system (CPU LSI 11/2)

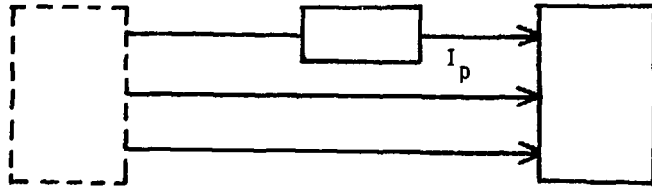


Fig. 9

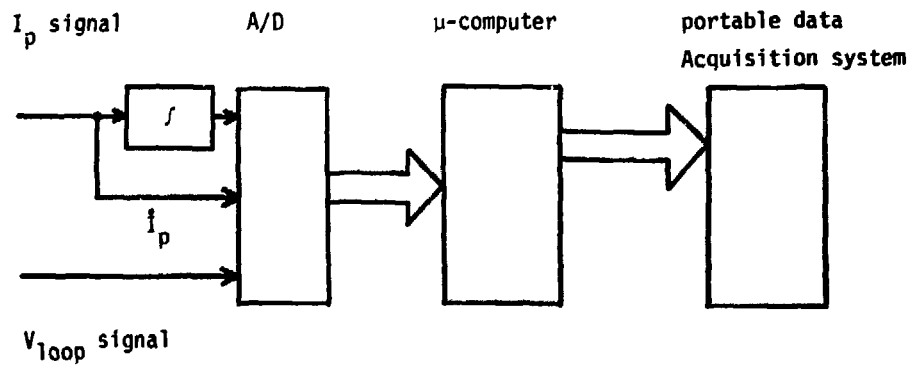


Fig.10