

JAERI-M
84-120

非干渉制御法を用いたJT-60プラズマの
平衡配位制御

(臨界プラズマ試験装置設計報告・136)

1984年6月

芳野 隆治・二宮 博正・関 省吾
菊池 満・吉田 英俊・細金 延幸
辻 俊二

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

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

JAERI-M reports are issued irregularly.

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

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1984

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 山田 軽印刷所

JT-60 プラズマの平衡配位制御
(臨界プラズマ試験装置設計報告・136)

日本原子力研究所東海研究所大型トカマク開発部
芳野隆治・二宮博正・関 省吾
菊池 満・吉田英俊・細金延幸
辻 俊二

(1984年6月5日受理)

磁気リミタ配位プラズマの位置形状制御は、固定リミタ配位プラズマに比して複雑となる。例えば、磁気リミタ配位プラズマにおいて、ロングパルスの加熱実験を行う場合、ダイバータ板への熱負荷が大きくなるため、ダイバータ板上にてセパトトリクスラインをスイングする必要がある。さらにこのスイング中、プラズマ位置、最外殻磁気面と真空容器壁間のクリアランスを一定に保たなければならない。

JT-60 ではプラズマの水平位置及び形状制御のために垂直磁場コイル、四重極磁場コイル、磁気リミタコイルの各電流をもつが、これらを独立に制御すると制御対象間において相互干渉が発生して制御上好ましくない。そこで、相互干渉を抑制する一手法として、非干渉制御法を提案し、それがJT-60 磁気リミタプラズマ平衡配位の制御に対して有効であることを示した。すなわち本手法を適用すれば、プラズマ位置（最外殻磁気面の中心位置）、固定リミタと最外殻磁気面間のクリアランス、ダイバータ板上のセパトトリクスライン位置を、相互干渉をおこすことなく制御できる。例えば、他の制御量への干渉を起こすことなくダイバータ板上にて、セパトトリクスラインを±4 cmスイングすることが出来る。

又、非干渉制御手法がプラズマの水平位置の制御特性を向上させる上でも有効であることを示している。

Noninteracting Control of JT-60 Equilibrium Configuration

Ryuji YOSHINO, Hiromasa NINOMIYA, Shogo SEKI, Mitsuru KIKUCHI
Hidetoshi YOSHIDA, Nobuyuki HOSOGANE and Shunji TSUJI

Department of Large Tokamak Development
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received June 5, 1984)

In divertor configuration, it becomes complicated to control the plasma shape and position. Moreover, in the case of the long pulse heating experiments with divertor, heat load to the divertor plate becomes large, so it will be necessary to swing the separatrix line on the divertor plate for reducing the heat load effectively. During this swing, plasma position and shape must be kept constant. If we control poloidal magnetic fields independently, unavoidable interaction will occur between control objectives, such as plasma position, clearance between plasma and wall, and the separatrix line location at the divertor throat and on the divertor plate.

Here, the noninteracting control method is considered effective to suppress this interaction, where feedback gain matrix can be got by diagonalizing the transfer function matrix. By this method, it becomes easy to control the plasma position and shape precisely.

We apply this algorithm to the control of JT-60 divertor configuration, and test its availability by simulation code and frequency analysis code (which use the tokamak circuit model). In JT-60, we have several types of poloidal magnetic fields for divertor-control. Each coil is designed to control each control objective, but this relation is not decoupled exactly. Hence, by utilizing the noninteracting control method, we can control independently plasma current, plasma position, clearance between plasma and wall, and separatrix line location at the divertor throat and on the divertor plate. As an example, we can swing separatrix line on the divertor plate ± 4 cm without causing interaction with position and clearance, fluctuations of which are suppressed below

an acceptable level. And also, we can control the plasma position precisely following the reference value during the fast plasma current build up.

Keywords : Noninteracting Control, Divertor, Control of Shape and Position, Divertor Throat, Divertor Plate, Clearance, JT-60

目 次

1. はじめに	1
2. プラズマ平衡配位の制御系	2
2.1 非干渉制御	2
2.2 JT-60 プラズマ平衡配位制御系	3
3. 磁気リミタ配位の非干渉制御	5
3.1 制御目的	5
3.2 運転領域と運転方式	5
3.3 制御ゲイン	7
3.4 ダイバータ板上でのセパトトリクスラインのスイング	10
4. プラズマ位置の非干渉制御	15
4.1 制御アルゴリズム	15
4.2 制御性の検討	16
4.2.1 プラズマ位置レファレンス応答	17
4.2.2 I_p 立上げ時のプラズマ位置制御	17
5. まとめ	21
参考文献	22
Appendix プラズマ平衡配位シミュレーションコード	23
A.1 回路方程式とShafranov 近似式	23
A.2 セパトトリクス・ライン位置の計算	24

CONTENTS

1.	Introduction	1
2.	Control System for the Plasma Equilibrium	2
2.1	Noninteracting Control Method	2
2.2	JT-60 Control System for the Plasma Equilibrium	3
3.	Control of Divertor Configuration	5
3.1	Control Objectives	5
3.2	Operational Region and Operational Method	5
3.3	Control Algorithm	7
3.4	Swing of the Separatrix Line on the Divertor Plate	10
4.	Control of Plasma Position	15
4.1	Control Algorithm	15
4.2	Controllability of Plasma Position	16
4.2.1	Response to the Reference of Plasma Position	17
4.2.2	Current Build Up Phase	17
5.	Conclusion	21
	References	22
Appendix	Simulation Code of the Plasma Equilibrium	23
A.1	Tokamak Circuit Model and Shafranov Equation	23
A.2	Calculation of the Separatrix Line	24

1. はじめに

JT-60 磁気リミタ配位にてロングパルスの加熱実験を行う場合、ダイバータ板での熱負荷を軽減するためにダイバータ板上にてセパトリクスラインをスイングする必要がある⁽¹⁾。従来の各制御量に対応して各 Actuator を制御する独立分離型制御法を用いると、他の制御量であるプラズマ位置、最外殻磁気面と固定リミター間のクリアランスと本制御量との間に相互干渉を生じる。

この相互干渉の抑制手段としては、適当な評価関数を設定し、最適なゲインを求める現代制御理論を用いた手法⁽³⁾⁽⁴⁾がある。これに対し、本報告では、非干渉制御手法を提案し、その有効性について計算機シミュレーションにより定量的に評価した。本手法は、制御量に対して制御周波数を設定することにより、制御量間の相互干渉を最小とするマトリックスゲインを求めるため、古典制御理論を多変数系へ拡張したものといえる。

さらに、プラズマ中心（最外殻磁気面の中心）の水平位置制御に対しても非干渉制御法を適用し、制御特性を向上させる上で有効な方法であることを計算機シミュレーションにより定量的に検討した。

非干渉制御手法については、プラズマや制御系を線型モデル化した周波数領域における検討⁽⁵⁾があるが、本報告は、時間領域における検討であり、プラズマや制御系の非線型性までも考慮している。すなわち、プラズマ小半径の変化の非線型性（最外殻磁気面の中心が真空容器中心の外側か内側かで変化の仕方が異なる）、ポロイダル磁場コイルのサイリスタ電源の応答速度の非線型性（電圧の立上げ速度は速いが、立下げ速度は遅い）及び電源電圧の上下限リミットなどの非線型性をとりこんだシミュレーションコードを用いて検討を行っている。本コードは、トカマク回路論⁽⁶⁾をベースにしたものであり、プラズマはシャフラノフの平衡近似式を、渦電流⁽⁷⁾については、平衡配位に特に影響すると考えられる主要 35 モードを選択的に使用している。

本報告では、まず第 2 章にて、非干渉制御法についての概説及び JT-60 の平衡配位制御系の構成を示す。第 3 章にて、磁気リミタプラズマの平衡配位制御に非干渉制御法を適用した結果、さらに第 4 章にてプラズマ位置制御に適用した結果について示す。又、Appendix にて本報告にて使用したシミュレーションコードについて説明する。

2. プラズマ平衡配位の制御系

2.1 非干渉制御

プラズマ平衡配位のための多変数フィードバック制御系を模式的に示すと図1となる。数式

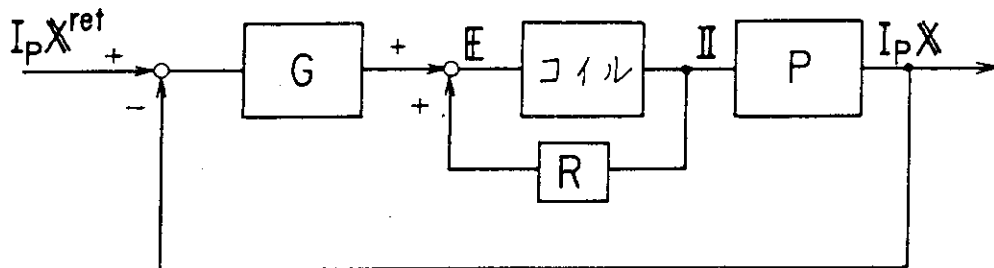


図1 プラズマ平衡配位・制御系

プラズマ平衡配位のための多変数フィードバックシステムを模式的に示している。コイル電源は、抵抗ドロップ分を補償している。

で示すと、

$$M \ddot{\mathbf{I}} + R \dot{\mathbf{I}} = E \quad (1)$$

$$I_p \tilde{\mathbf{X}} = P \dot{\mathbf{I}} \quad (2)$$

$$E = G I_p (\mathbf{X}^{ref} - \mathbf{X}) + R \dot{\mathbf{I}} \quad (3)$$

I_p : プラズマ電流

(1)式は、ポロイダル磁場コイル (JT-60の場合は、垂直磁場コイル、四重極磁場コイル、磁気リミタコイル) の各電流の回路方程式であり、各電流はサイリスタ電源電圧 E により駆動される。 M は、実効的なインダクタンス行列である。(2)式は、制御量 \mathbf{X} の状態方程式である。 \mathbf{X} はコイル電流ベクトル $\dot{\mathbf{I}}$ により、遅れ時間無しで記述できるとしている。通常は、渦電流のシールド効果による時間遅れを考慮する必要があるが、低周波領域 ($\leq 10 \text{ Hz}$) での制御を目的とする場合は、(2)式で充分である。(3)式は、電圧ドロップを補償しながら、目標値 \mathbf{X}^{ref} に対してマトリックスゲイン G を用いてフィードバック制御を行うことを示している。なお(3)式は、JT-60にてポロイダル磁場コイル電源を電流帰還制御 (ACR) する場合に相当する。

(1)~(3)式をまとめると、制御量ベクトル \mathbf{X} に対して次式を得る。

$$\tilde{\mathbf{X}} = P M^{-1} G (\mathbf{X}^{ref} - \mathbf{X}) \quad (4)$$

ここで、 $P M^{-1} G$ を対角化することにより、非干渉制御を行うことができる。このとき、行列の対角要素は、それぞれの制御量の制御周波数となる。すなわち、

$$PM^{-1}G = \begin{pmatrix} 2\pi f_1 & 0 & 0 \\ 0 & 2\pi f_2 & 0 \\ 0 & 0 & 2\pi f_3 \end{pmatrix} \quad (5)$$

(5)式より、以下の様にマトリックスゲインGを求めることが出来る。

$$G = MP^{-1} \begin{pmatrix} 2\pi f_1 & 0 & 0 \\ 0 & 2\pi f_2 & 0 \\ 0 & 0 & 2\pi f_3 \end{pmatrix} \quad (6)$$

実効的なインダクタンス行列(M)は、既知のため、制御量の状態方程式のPが得られれば、非干渉制御のマトリックスゲインを計算できる。

2.2 JT-60 プラズマ平衡配位制御系

JT-60の平衡配位制御系のブロック線図を図2に示す。この制御系の特徴は、全系フィードバック制御計算機(Ⅱ_b)とポロイダル磁場コイル電源のダイレクトデジタル制御計算機(DDC)の2種類の計算機が一体となって制御系を構成していることである。従って、Ⅱ_bとDDCへ設定する2種類のフィードバックゲインの配分を検討する必要がある。DDCは、各ポロイダル磁場コイル毎にゲインを設定するため、2.1でのマトリックスゲインは次式により表わすことができる。

$$G = \underbrace{\begin{pmatrix} K_F & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (K_V+1)R_V & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (K_Q+1)R_Q & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (K_M+1)R_Q \end{pmatrix}}_{\text{DDC}} \underbrace{\begin{pmatrix} g_{ij} \end{pmatrix}}_{\text{Ⅱ}_b} \quad (7)$$

上式のようにF-DDC(空心変流器コイル電源のDDC)では、P制御、他のDDCでは最短時間⁽⁸⁾応答制御をしている。

また本報告ではF電源DDCのゲインK_Fを次式により規格化する。

$$K_F = - \left(\frac{L_P R_F}{M_{PF}} \right)_0 G_F$$

$$\left(- \left(\frac{L_P R_F}{M_{PF}} \right)_0 = -4.8 \times 10^{-4} \Omega \right)$$

本検討においてはG_F及び、V、Q、M電源DDCのゲインは、それぞれ、G_F=20、K_V=222、K_Q=20、K_M=20とする。

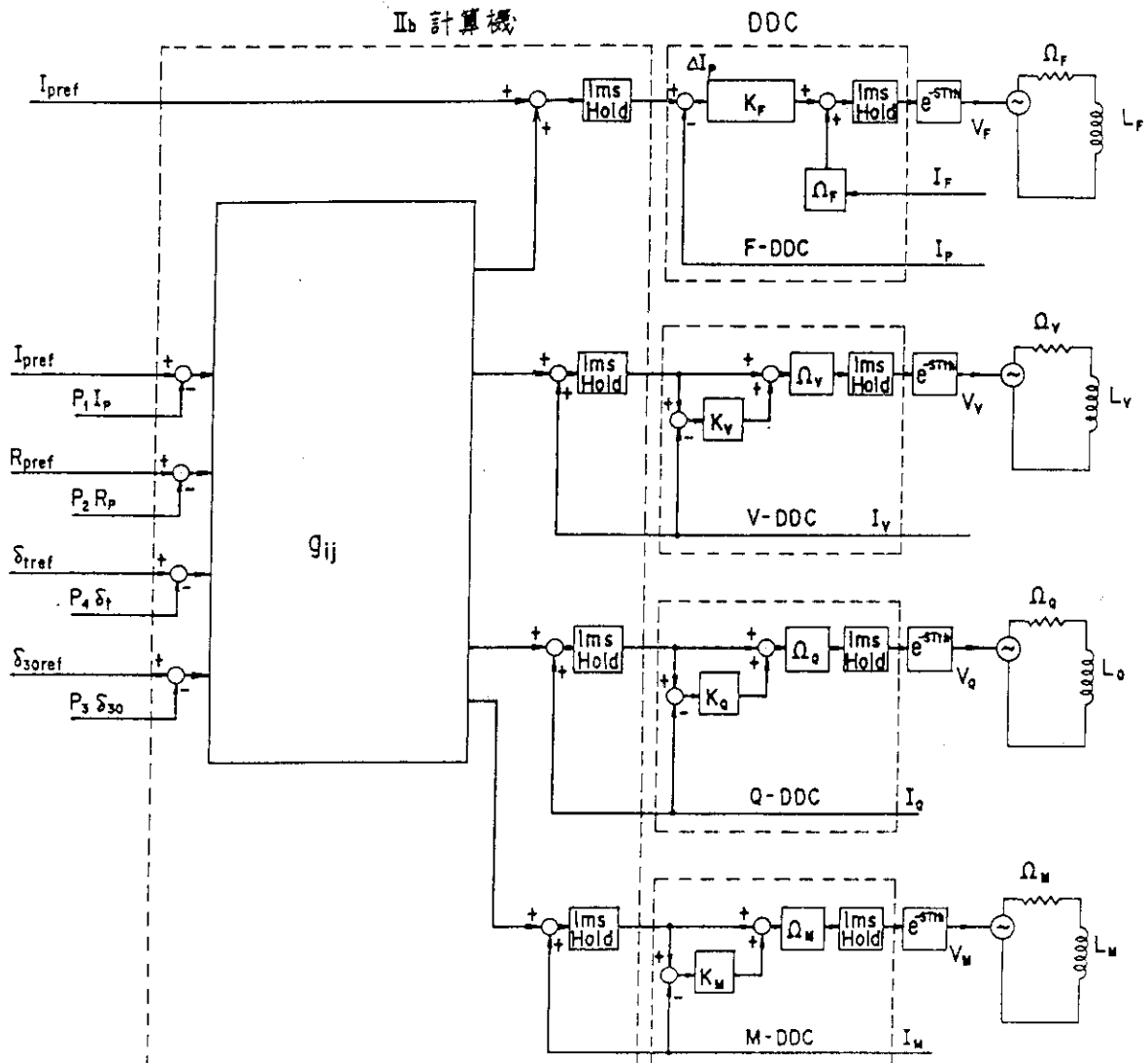


図2 JT-60 ポロイダル磁場制御系

JT-60では、ポロイダル磁場の制御系は、II_b計算機とDDCにより構成される。II_b計算機は、上位計算機からの指令値に対してMatrix フィードバック演算を行い、得られた制御指令値をポロイダル磁場コイルの各DDCへ送出する。

3. 磁気リミタ配位の非干渉制御

3.1 制御目的

磁気リミタ配位の典型例を図3に示す。この磁気リミタ配位プラズマの平衡配位制御では、次の制御目標を満足する必要がある。

- ① 磁気リミタ板への入熱を軽減するために、磁気リミタ板上にて、セパトトリクスライン⁽¹⁾ (X_p , 図3参照)をスイングし、板への実効的な熱流束を軽減する。
- ② 磁気リミタ配位を保つため、固定リミタと最外殻磁気面とのクリアランス (δ_{30} 及び δ_{52}) を適度に保つ。
- ③ 最外殻磁気面の中心位置 (R_p) を一定に保ち、NBI加熱及びRF加熱のターゲットとして良好なプラズマ位置を維持する。

X_p と磁気リミタースロート部でのセパトトリクスライン位置 (δ_t)とは、線型の関係にあること及び、磁気リミター室奥の磁気プローブにより δ_t を検出出来ることが分かっている⁽⁹⁾。従って、①の制御目標に対しては、 δ_t を制御量として、スイングすれば良い。

3.2 運転領域と運転方式

磁気リミタ配位を維持するには、各種の制約条件を満足する必要がある。図4は、Grad-Shafranov方程式の数値解の上に運転領域を示している。なお、本図は、 $R_p \approx 3.10$ m, $\beta_p + \frac{k}{2} \approx 0.5$, $I_p = 1.9$ MAと固定した場合である。図4にて、斜線部分が運転領域である。制約条件として、磁気リミタ板上にセパトトリクスラインを導く条件より、 $2 \text{ cm} \leq \delta_t \leq 6 \text{ cm}$, 固定リミタに最外殻磁気面が接触しない条件より $\delta_{30} \geq 1.5 \text{ cm}$, $\delta_{52} \geq 1.5 \text{ cm}$, さらに、 I_q の上限定格値より $I_q \leq 25 \text{ kA}$ がある。図4から分かるように、 30° 及び 50° の固定リミタを真空容器中心から遠ざければ、さらに運転領域を拡大することができる。

3.1の制御目的のうち X_p のスイングに対しては、 δ_t をふる必要がある。その運転方式として、次の2つが考えられる。

- ① R_p , δ_t , クリアランス (δ_{30} 又は δ_{52}) を制御量として、 δ_t をスイングする。この場合、 δ_{30} , δ_{52} の値を検出する必要があり、さらに、 δ_{30} , δ_{52} のうちどれを一定値制御するかを決め、それによりフィードバックゲインを変更する必要があるなど、制御ロジックが複雑となる。ただし、クリアランスを直接制御できる利点があり、その上、 52° (又は 30°)の固定リミタを後退することが出来れば、クリアランスとして δ_{30} (又は δ_{52})のみを考慮すればよいことになり制御ロジックを簡易化できる。

クリアランスとして δ_{30} のみを考慮すればよいとき、 Π_b に設定する制御ロジックは、次式となる。

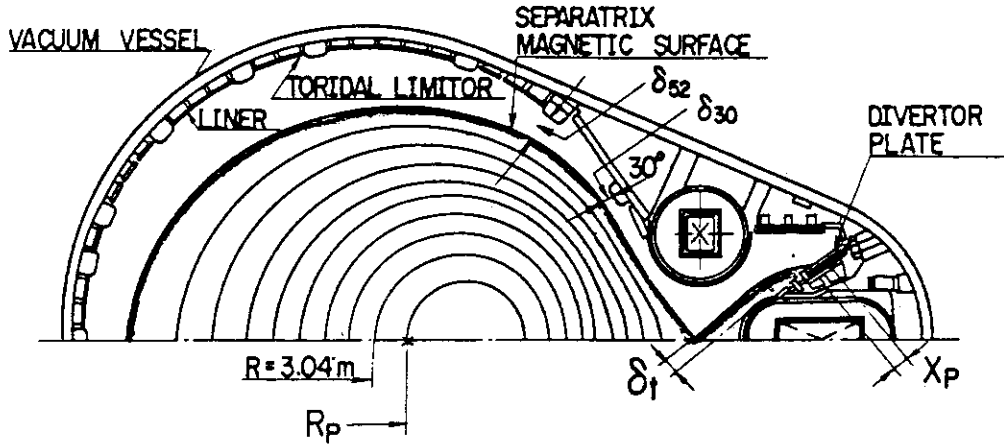


図3 磁気リミタ配位

制御対象として、プラズマ位置 (R_p)、固定リミタークリアランス (δ_{30} , δ_{52})、磁気リミタスロート部及びダイバータ板上でのクリアランス位置 (δ_t , X_p)がある。このうち、 δ_t と X_p は線形関係にある。

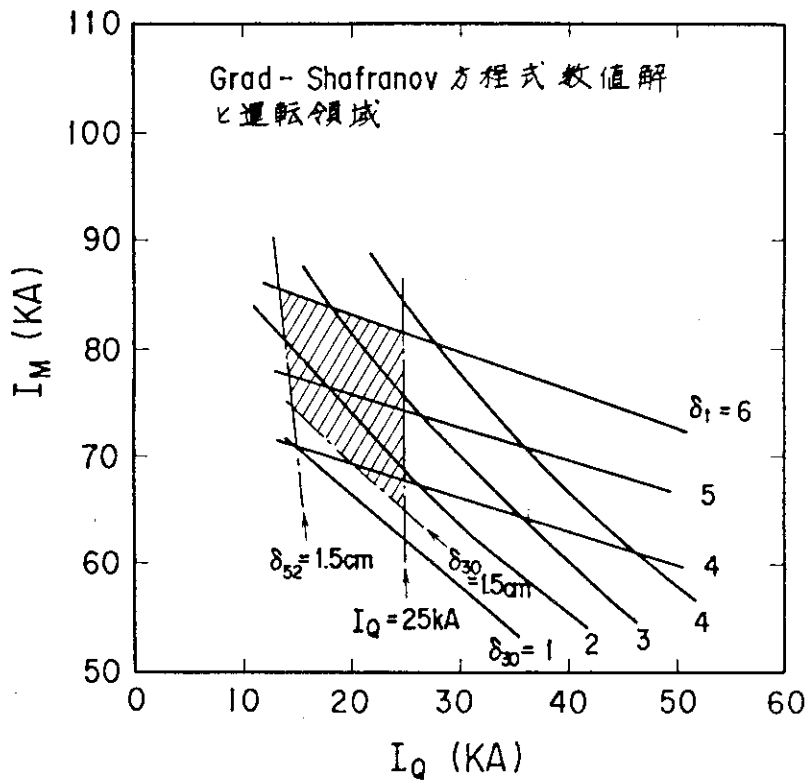


図4 磁気リミタ配位の運転領域

$\beta_p + \frac{\ell_i}{2} \approx 0.6$, $R_p \approx 3.10\text{m}$, $I_p = 1.9\text{MA}$ の場合における磁気リミタ配位の成立する領域を、四重極磁場コイル電流 (I_Q) 及び磁気リミタコイル電流 (I_M) の平面上に、斜線で示している。又、同一平面上に、Grad Shafranov 方程式の数値解の δ_t , δ_{30} を示している。

$$\begin{pmatrix} I_V \\ I_Q \\ I_M \end{pmatrix}^{COM} = \begin{pmatrix} I_V \\ I_Q \\ I_M \end{pmatrix}^{現在値} + \begin{pmatrix} g_{VV} & g_{VQ} & g_{VM} \\ g_{QV} & g_{QQ} & g_{QM} \\ g_{MV} & g_{MQ} & g_{MM} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_P^{ref} - R_P \\ \delta_{30}^{ref} - \delta_{30} \\ \delta_t^{ref} - \delta_t \end{pmatrix} I_P$$

$(I_V, I_Q, I_M)^{COM}$; Π_b が DDC へ出力する制御指令値

$(I_V, I_Q, I_M)^{現在値}$; コイル電流の現在値

$R_P^{ref}, \delta_{30}^{ref}, \delta_t^{ref}$; Π_b の制御目標値

$R_P, \delta_{30}, \delta_t$; 現在値

$g_{VV} \sim g_{MM}$; Π_b に設定するフィードバックゲイン

- ② $R_P, \delta_t, n^{*})$ 又は I_Q を制御量として, δ_t をスイングする。本方式では, I_Q を一定, 又は, ほぼ一定に保ちながら I_M をふって δ_t をスイングする。クリアランスは, 必然的に変動することになるが, 許容値 (≥ 1.5 cm) となっている。

制御量 X として (R_P, n, δ_t) をとると Π_b に設定する制御ロジックは次式となる。

$$\begin{pmatrix} I_V \\ I_Q \\ I_M \end{pmatrix}^{COM} = \begin{pmatrix} I_V \\ I_Q \\ I_M \end{pmatrix}^{現在値} + \begin{pmatrix} g'_{VV} & g'_{VQ} & g'_{VM} \\ g'_{QV} & g'_{QQ} & g'_{QM} \\ g'_{MV} & g'_{MQ} & g'_{MM} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_P^{ref} - R_P \\ n^{ref} - n \\ \delta_t^{ref} - \delta_t \end{pmatrix} I_P$$

3.3 制御ゲイン

非干渉制御のフィードバックゲインを算出するには(6)式より制御量 $R_P, \delta_t, \delta_{30}$ 又は n - index の状態方程式及びポロイダル磁場コイル群の実効インダクタンス行列が既知である必要がある。

3.3.1 状態方程式

① δ_{30}, δ_t

δ_{30}, δ_t の状態方程式としては, Grad - Shafranov 平衡方程式の数値計算結果 (ex 図 4) を, $3.10 \text{ m} \leq R_P \leq 3.30 \text{ m}$ の領域で求め, 最小二乗法により線型近似した次式を使用する。

$$\begin{pmatrix} \tilde{\delta}_{30} \\ \tilde{\delta}_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 2.28 & 2.28 \\ -20.5 & 2.34 & 0.82 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{I}_V / I_P \\ \tilde{I}_Q / I_P \\ \tilde{I}_M / I_P \end{pmatrix} \quad (8)$$

$\tilde{\delta}_{30}, \delta_t \text{ (m)}$

なお, (8)式は, 低 β_P プラズマに対する近似式である。

*) n ; 垂直磁場の曲率指数 n - index ($n = -|R/B_z \cdot \partial B_z / \partial R|_{R=R_P}$)

② R_p

Shafranov 平衡近似式より

$$B_z = \nu_v I_v + \nu_q I_q + \nu_m I_m = \frac{-\mu_o I_p}{4\pi R_p} \left(\ell_n \frac{8R_p}{a_p} + \frac{\ell_i}{2} + \beta_p - \frac{3}{2} \right) \quad (9)$$

 $\dot{I}_p = \dot{I} = 0$ のとき, (9)式を微分すると

$$\begin{aligned} \nu_v I_v + \nu_q I_q + \nu_m I_m &= \frac{\mu_o I_p}{4\pi R_p^2} \dot{R}_p \left(\ell_n \frac{8R_p}{a_p} + A - \frac{3}{2} + \frac{R_p}{a_p} \frac{\dot{a}_p}{R_p} \right) - \frac{\partial B_z}{\partial R_p} \dot{R}_p \\ &= \frac{\mu_o I_p}{4\pi R_p^2} \dot{R}_p \left(\ell_n \frac{8R_p}{a_p} + A - \frac{3}{2} + \frac{R_p}{a_p} \frac{\dot{a}_p}{R_p} - n \right) \end{aligned}$$

$$\text{ただし } A = \beta_p + \frac{\ell_i}{2} - 1$$

ここでプラズマ小半径が一定とすれば, 次の状態方程式を得る。

$$C_v \tilde{R}_p I_p = \nu_v \tilde{I}_v + \nu_q \tilde{I}_q + \nu_m \tilde{I}_m \quad (10)$$

$$\text{ただし } C_v = \frac{\mu_o}{4\pi R_p^2} \left(\ell_n \frac{8R_p}{a_p} + A - \frac{3}{2} + n \right)$$

$\dot{I}_p = 0$ としたのは, 低周波数の現象に対しては, 空心変流器コイル電流により I_p を一定に制御できるためである。

② n - index n - index の定義式より

$$n = - \frac{R_p}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial R_p} = - \frac{R_p \left(\frac{\partial \nu_v}{\partial R} I_v + \frac{\partial \nu_q}{\partial R} I_q + \frac{\partial \nu_m}{\partial R} I_m \right)}{\nu_v I_v + \nu_q I_q + \nu_m I_m} \quad (11)$$

(11)式を微分すれば

$$\begin{aligned} \tilde{n} &= \frac{-1}{\nu_v I_v + \nu_q I_q + \nu_m I_m} \left[\left(R_p \frac{\partial \nu_v}{\partial R_p} - n \nu_v \right) \tilde{I}_v + \left(R_p \frac{\partial \nu_q}{\partial R_p} - n \nu_q \right) \tilde{I}_q \right. \\ &\quad \left. + \left(R_p \frac{\partial \nu_m}{\partial R_p} - n \nu_m \right) \tilde{I}_m + \left\{ \left\{ R_p \frac{\partial^2 \nu_v}{\partial R_p^2} + (1-n) \frac{\partial \nu_v}{\partial R_p} \right\} I_v \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left\{ R_p \frac{\partial^2 \nu_q}{\partial R_p^2} + (1-n) \frac{\partial \nu_q}{\partial R_p} \right\} I_q + \left\{ R_p \frac{\partial^2 \nu_m}{\partial R_p^2} + (1-n) \frac{\partial \nu_m}{\partial R_p} \right\} I_m \right] \tilde{R}_p \end{aligned}$$

 \tilde{R}_p へ(10)式を代入すれば, $I_p \tilde{n}$ の状態方程式を得られる。

$$I_P \tilde{n} = \frac{-1}{\nu_v I_v + \nu_q I_q + \nu_m I_m} \left[\left\{ I_P \left(R_P \frac{\partial \nu_v}{\partial R_P} - n \nu_v \right) + \alpha_v \right\} \tilde{I}_v \right. \\ \left. + \left\{ I_P \left(R_P \frac{\partial \nu_q}{\partial R_P} - n \nu_q \right) + \alpha_q \right\} \tilde{I}_q \right. \\ \left. + \left\{ I_P \left(R_P \frac{\partial \nu_m}{\partial R_P} - n \nu_m \right) + \alpha_m \right\} \tilde{I}_m \right] \quad (12)$$

$$\alpha_v = \beta \frac{\nu_v}{C_v}, \quad \alpha_q = \beta \frac{\nu_q}{C_v}, \quad \alpha_m = \beta \frac{\nu_m}{C_v}$$

$$\beta = \left(R_P \frac{\partial^2 \nu_v}{\partial R_P^2} + (1-n) \frac{\partial \nu_v}{\partial R_P} \right) I_v + \left(R_P \frac{\partial^2 \nu_q}{\partial R_P^2} + (1-n) \frac{\partial \nu_q}{\partial R_P} \right) I_q + \left(R_P \frac{\partial^2 \nu_m}{\partial R_P^2} + (1-n) \frac{\partial \nu_m}{\partial R_P} \right) I_m$$

以上より運転方式①に対応する、状態方程式として、次式

$$I_P \begin{pmatrix} \tilde{R}_P \\ \tilde{\delta}_{30} \\ \tilde{\delta}_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_v / C_v & \nu_q / C_v & \nu_m / C_v \\ 0 & 2.28 & 2.28 \\ -20.5 & 2.34 & 0.82 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{I}_v \\ \tilde{I}_q \\ \tilde{I}_m \end{pmatrix}$$

又、運転方式②に対応する状態方程式として、次式を得る。

$$I_P \begin{pmatrix} \tilde{R}_P \\ \tilde{n} \\ \tilde{\delta}_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_v / C_v & \nu_q / C_v & \nu_m / C_v \\ \text{~~~~~} & \text{~~~~~} & \text{~~~~~} \\ -20.5 & 2.34 & 0.82 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{I}_v \\ \tilde{I}_q \\ \tilde{I}_m \end{pmatrix}$$

(12)式参照

3.3.2 実効インダクタンス行列

垂直磁場コイル電流 (I_v)、四重極磁場コイル (I_q) 磁気リミタコイル電流 (I_m)は、次の回路方程式により記述できる。なお、 I_P は、前述のように、一定電流値に制御されているとする。 ($\therefore \dot{I}_P = 0$)

$$\begin{pmatrix} L_v & M_{vq} & M_{vm} \\ M_{qv} & L_q & M_{qm} \\ M_{mv} & M_{mq} & L_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{I}_v \\ \dot{I}_q \\ \dot{I}_m \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{\partial M_{pv}}{\partial R} \\ \frac{\partial M_{pq}}{\partial R} \\ \frac{\partial M_{pm}}{\partial R} \end{pmatrix} I_P \dot{R}_P = \begin{pmatrix} E_v - \eta_v I_v \\ E_q - \eta_q I_q \\ E_m - \eta_m I_m \end{pmatrix} \quad (13)$$

\dot{R}_P へ(10)式を代入すれば、次式を得る。

$$\begin{pmatrix} L_v + \frac{\nu_v}{C_v} \frac{\partial M_{PV}}{\partial R} & M_{vQ} + \frac{\nu_Q}{C_v} \frac{\partial M_{PV}}{\partial R} & M_{vM} + \frac{\nu_M}{C_v} \frac{\partial M_{PM}}{\partial R} \\ M_{Qv} + \frac{\nu_v}{C_v} \frac{\partial M_{PQ}}{\partial R} & L_Q + \frac{\nu_Q}{C_v} \frac{\partial M_{PQ}}{\partial R} & M_{QM} + \frac{\nu_M}{C_v} \frac{\partial M_{PQ}}{\partial R} \\ M_{Mv} + \frac{\nu_v}{C_v} \frac{\partial M_{PM}}{\partial R} & M_{MQ} + \frac{\nu_Q}{C_v} \frac{\partial M_{PM}}{\partial R} & L_M + \frac{\nu_M}{C_v} \frac{\partial M_{PM}}{\partial R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{i}_v \\ \dot{i}_Q \\ \dot{i}_M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_v - \eta_v I_v \\ E_Q - \eta_Q I_Q \\ E_M - \eta_M I_M \end{pmatrix} \quad (14)$$

上式左辺の行列が実効インダクタンス行列に相当する。

II_b に設定する、非干渉制御のフィードバックゲインは、以上の状態方程式と実効インダクタンスより計算することができる。なお(7)式より DDC に設定するゲインを決める必要があるが、本報告では、2.2 に示したように、 $G_F = 20$, $K_v = 222$, $K_Q = 20$, $K_M = 20$ とする。

3.4 ダイバータ板上でのセパトトリクスラインのスイング

ダイバータ板上でのセパトトリクスラインのスイングに対する非干渉制御手法の有効性についてシミュレーションにより定量的な検討を行った。シミュレーションコードの詳細は、Appendix に示すが、次の特徴を持っている。

- ① プラズマ電流を 1 本の線電流により近似し、最外殻磁気面の中心より Δ_J だけシフトした位置におく。

$$\Delta_J = \frac{a_p^2}{2R_p} \left(A + \frac{1}{2} \right) \quad (15)$$

- ② δ_{30} , δ_t を多項式近似式を用いて計算する。まず、null Point 部、磁気リミタスロート部、 30° リミター部の ψ の近似式を求める。次に null Point と同一の ψ 値をとる位置を磁気リミタスロート部及び 30° リミター部にて計算することにより、 δ_t , δ_{30} を求める。
- ③ 渦電流については、平衡配位に特に影響すると考えられる主要 35 モードを選択的に使用する。⁽⁷⁾

3.2 の運転方式①、②により、セパトトリクスラインをダイバータ板上にてスイングした結果を、図 5, 6 に示す。20 Hz で δ_t^{ref} を ± 1 cm スイングすることによりダイバータ板上にて、セパトトリクスラインを約 ± 2 cm スイングできる。独立分離型制御(破線)の場合は、プラズマ位置が ± 1 cm 変動するが、非干渉制御手法(実線)の場合は約 ± 2 mm に抑制できる。なお運転方式①では δ_{30} を一定制御するために四重極磁場コイル電源をふる必要があるが、20 Hz のスイングでは、電源電圧の上下限リミット (± 1.0 kV) のために、図 5 のように制御性が劣化している。一方図 6 の運転方式②における n-index の一定制御では、 I_Q をほぼ一定に保っていればよく、電源電圧の上下限リミットによる制御性の劣化は見られない。

文献(1)で要求されている、ダイバータ板上でのセパトトリクスラインのスイング (2 Hz, \pm

3.5 cm) は、図 7 に示すように充分可能である。20 H₂ の場合に比して、ゲインが大きくとれ、又電源電圧の制約もない。図 7 は、運転方式①の場合であるが、運転方式②の場合も同様のスイングが可能である。

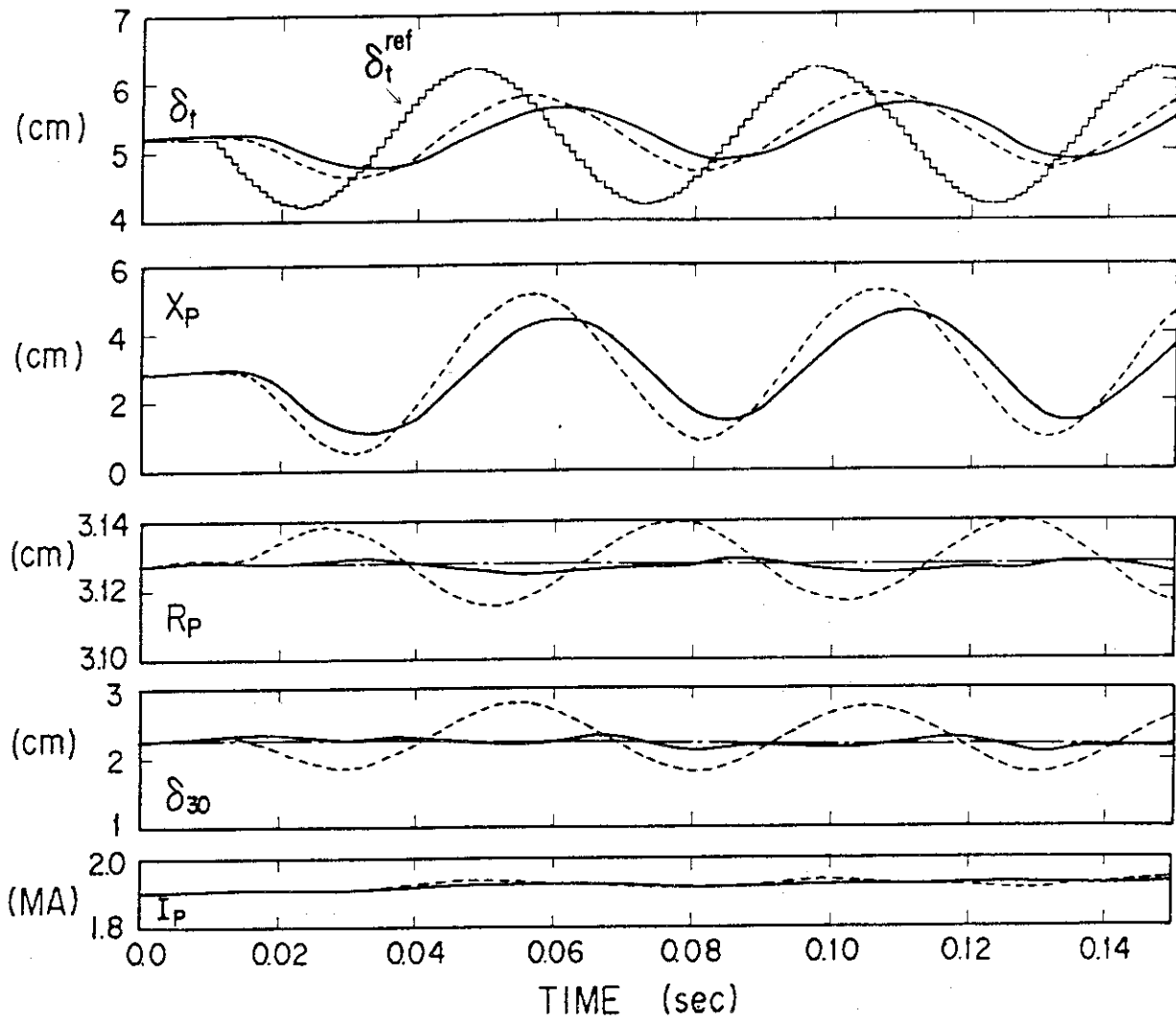


図5 ダイバータ板上でのセパトリクスラインのスイングI
 運転方式①にて制御量 ($R_p, \delta_{30}, \delta_t$) により, δ_t^{ref} を ± 1 cm,
 20 Hz でスイングした場合。実線が非干渉制御の場合, 点線が
 従来の独立分離型制御の場合である。各制御量に対する制御周
 波数 ((5)式参照) はそれぞれ $2\pi f_r = 200$, $2\pi f_{\delta_{30}} = 75$,
 $2\pi f_{\delta_t} = 75$ 。

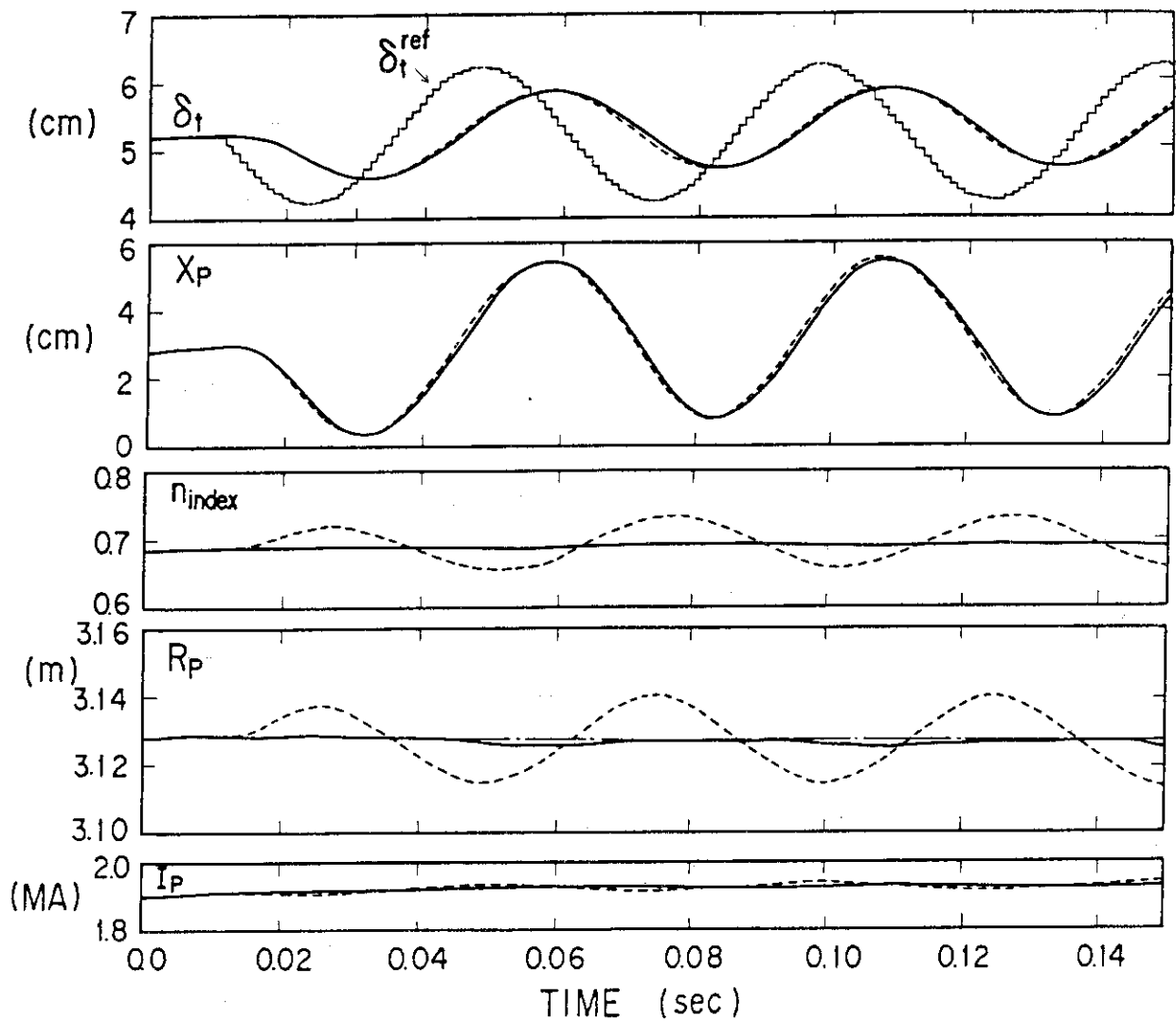


図6 ダイバータ板上でのセパトリスラインのスイングII
 運転方式②にて制御量 (R_p , n -index, δ_t) により, δ_t^{ref} を ± 1 cm,
 20 Hz でスイングした場合。 $2\pi f_R = 200$, $2\pi f_n = 75$, $2\pi f_{\delta_t} = 75$ 。
 他は, 図5と同じ。

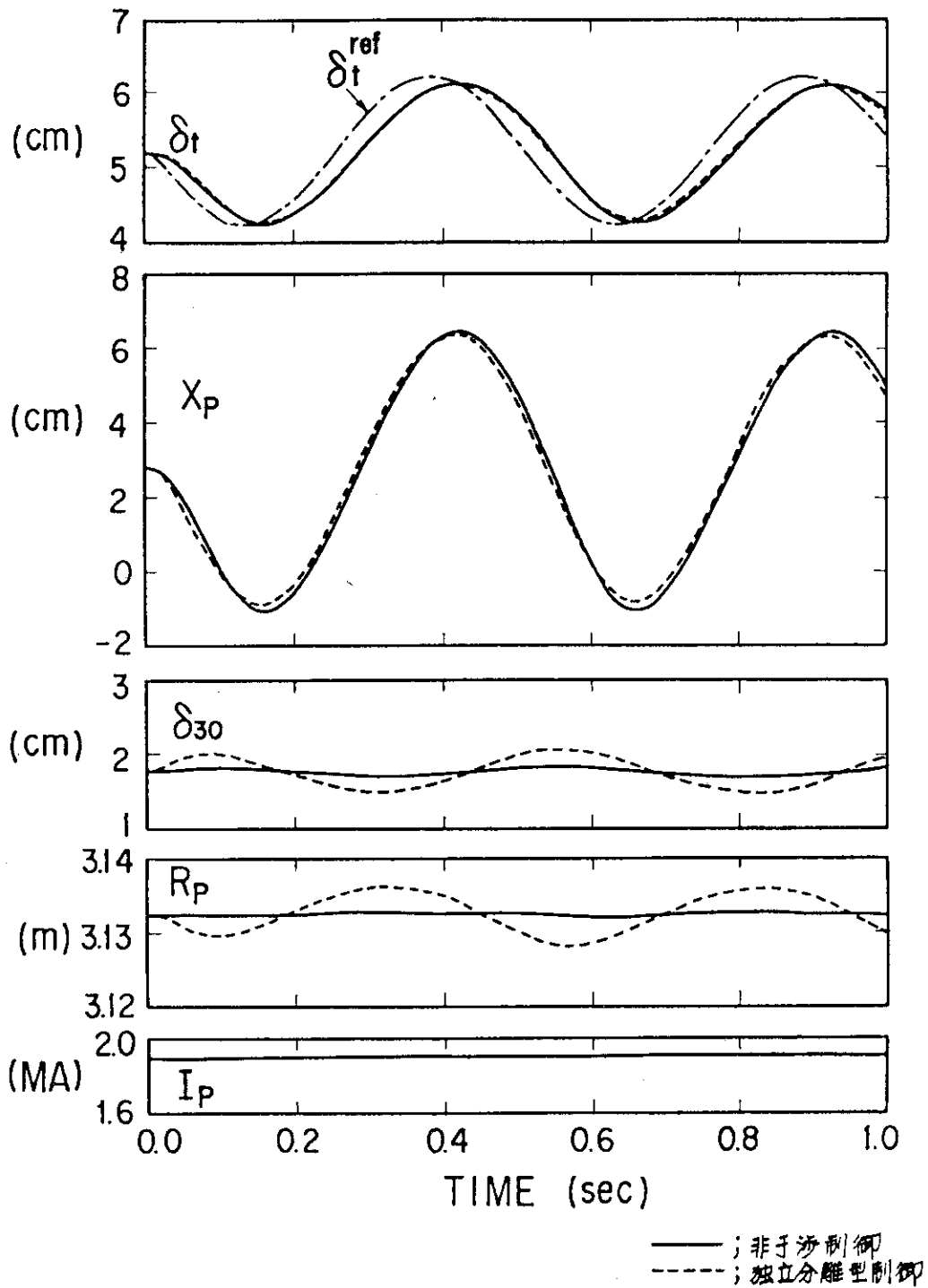


図7 ダイバータ板上でのセパトリクスラインのスイングⅢ
 運転方式①にて制御量を $(R_p, \delta_{30}, \delta_t)$ とした場合に、 δ_t^{ref} を ± 1 cm、 2Hz でスイングしたケース。実線が非干渉制御の場合、点線が従来の独立分離型制御の場合である。
 各制御量に対する制御周波数 (5)式参照) は、それぞれ $2\pi f_R = 200$ 、 $2\pi f_{\delta_{30}} = 50$ 、 $2\pi f_{\delta_t} = 50$ 。

4. プラズマ位置の非干渉制御

プラズマ位置を、目標値に対して偏差なく維持することは、プラズマ電流の立上げや立下げ時及びプラズマ追加熱時などに重要である。これに対応するには、偏差をあらかじめ予測してフィードフォワード制御をするか、プレプログラムを作成するか、又は、プラズマ位置の制御性能を向上させる必要がある。ここでは、非干渉制御手法を適用した、空心変流器コイルと垂直磁場コイルによるプラズマ位置制御性能の向上を検討した。

4.1 制御アルゴリズム

プラズマ電流とプラズマ位置の状態方程式は、次のトカマク回路方程式と微分した Shafranov 近似式(19)より求められる。

$$\frac{d}{dt} (L_P I_P) + \eta_P I_P + \frac{d}{dt} (M_{PV} I_V + M_{PF} I_F) = 0 \quad (16)$$

$$\frac{\partial M_{PV}}{\partial R} I_P \frac{dR_P}{dt} + M_{PV} \frac{dI_P}{dt} + L_V \frac{dI_V}{dt} = E_V - \eta_V I_V \quad (17)$$

$$M_{PF} \frac{dI_P}{dt} + L_F \frac{dI_F}{dt} = E_F - \eta_F I_F \quad (18)$$

$$\frac{f(t)}{R_P} \frac{dR_P}{dt} - \frac{A_0}{I_P} \frac{dI_P}{dt} + \frac{A_0}{B_z} \left(\nu_V \frac{dI_V}{dt} \right) = 0 \quad (19)$$

ただし, $B_z = \nu_V I_V = \frac{-\mu_0 I_P}{4\pi R_P} A_0$

$$A_0 = \ell_n \frac{8R_P}{a_p} + \beta_p + \frac{\ell_i - 3}{2}$$

$$f(t) = A_0 (1 - n_V) - 1 + S \frac{R_P}{a_p}$$

上式では渦電流を無視しているが、高速度の制御をする場合には渦電流の影響を無視出来ない。結果的には、(16)~(19)式より非干渉制御手法で求められるマトリックスゲインの値に対して微調整を加える必要がある。

(16)~(19)式より

$$\left(\begin{array}{c} -\frac{L_F}{M_{PF}} \left\{ L_P(1-K^2) + M_{PV} \frac{I_V}{I_P} \right\} - \frac{L_F}{M_{PF}} \left\{ \frac{M_{PV} \mu_o f(t)}{4\pi \nu_V R_P^2} + \mu_o \left(\ell_N \frac{8R_P}{a_P} - 1 + \frac{\ell_i}{2} + s \frac{R_P}{a_P} - \frac{A_o}{2} \right) \right\} \\ M_{PV} + L_V \frac{I_V}{I_P} \qquad \frac{\partial M_{PV}}{\partial R_P} + \frac{L_V \mu_o f(t)}{4\pi \nu_V R_P^2} \end{array} \right) \times \begin{pmatrix} \dot{I}_P \\ I_P \dot{R}_P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_F - \eta_F I_F \\ E_V - \eta_V I_V \end{pmatrix} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \text{ただし } \dot{a}_P > 0 \text{ のとき } & s = +1 \\ \dot{a}_P = 0 \text{ のとき } & s = 0 \\ \dot{a}_P < 0 \text{ のとき } & s = -1 \end{aligned}$$

(20)式の右辺の行列(2×2)をPとすると、電源電圧として下式を考えれば非干渉制御を実現できる。

$$\begin{pmatrix} E_F - \eta_F I_F \\ E_V - \eta_V I_V \end{pmatrix} = P \begin{pmatrix} 2\pi f_P & 0 \\ 0 & 2\pi f_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_P^{ref} - I_P \\ I_P(R_P^{ref} - R_P) \end{pmatrix} \quad (21)$$

f_P , f_R は、それぞれプラズマ電流、プラズマ位置の制御周波数である。

ここで、フィードバック制御計算機 Π_b 及びDDCに設定するゲインは次式より求めればよい。

$$\underbrace{\begin{pmatrix} K_F & 0 \\ 0 & (K_V + 1)R_V \end{pmatrix}}_{\text{DDC}} \underbrace{\begin{pmatrix} g_{ff} & g_{fv} \\ g_{vf} & g_{vv} \end{pmatrix}}_{\Pi_b} = P \begin{pmatrix} 2\pi f_P & 0 \\ 0 & 2\pi f_R \end{pmatrix} \quad (22)$$

なお、 Π_b のゲインマトリックスの値 g_{fv} は、 s の値、すなわち、プラズマ半径が膨張するか、一定値か、削りとられるかにより値が正負の符号も含め大きく変動する。本検討では、プラズマ小半径を一定として、ゲインマトリックスを計算した。

Π_b に設定するゲインのうち、 g_{fv} が R_P 制御を高速化するのに寄与し、 g_{vf} が I_P の R_P への干渉を抑制するのに寄与する。なお、 g_{vf} , g_{vv} は、次式で規格化する。

$$-\mu_o C_V^o = -\mu_o \left(\frac{A_o - 1}{4\pi R_P^2 \nu_V} \right) = -4.39 \times 10^{-3}$$

4.2 制御性の検討

プラズマ位置のレファレンス応答と I_P 立上げ時のプラズマ位置制御について、非干渉制御を

用いた場合と従来の独立分離型の制御手法の場合を比較検討する。

4.2.1 プラズマ位置レファレンス応答

R_p の目標値を20 cm外側へステップ状にふる場合について示す。図8は、 R_p を I_p でのみ制御する通常の制御方式の場合と、 R_p と I_p を非干渉制御する場合を示している。後者では、空心変流器コイルの電源容量が問題となるため電源電圧の上下限値が ± 1.25 kVと ± 10.0 kVの場合について示している。電源電圧が ± 1.25 kVの場合は、通常の独立分離型制御と大差ないが、 ± 10.0 kVに増加すれば制御速度を上げられることが分かる。

JT-60の空心変流器コイル電源電圧の上下限値はフラットトップ時にて、 ± 1.25 kVの為、プラズマ位置のレファレンス応答性を上げるには、電源電圧を増大する必要がある。

4.2.2 I_p 立上げ時のプラズマ位置制御

プラズマ電流立上げ時には、(20)式より \dot{I}_p / I_p が大きいとき、 R_p は目標値より大きくずれる。非干渉制御法を使って抑制可能か否かをシミュレーションにより検討した。 $q(a_p)$ を3.5に保ちながらプラズマ電流を立上げる場合は、プラズマ電流、位置を図9に示すプレプログラムとすればよい。横軸は、相対時間であるが、本検討では10 MA/secで電流を立上げる。

図10は、プラズマを真空容器の内側からつけた場合である。100 msecの間に I_p を500 kAより1500 kA、 R_p を2.55 mより2.95 mへ立上げている。点線が、通常制御の場合であり、 $I_p \approx 1$ MAにて、 R_p が目標値より外側へ約10 cmシフトしていることが分かる。非干渉制御をした場合、このオフセットを軽減することが出来る。ただし、垂直磁場電源電圧が発振するため垂直磁場コイル電源DDCのゲインを少し下げる必要がある。

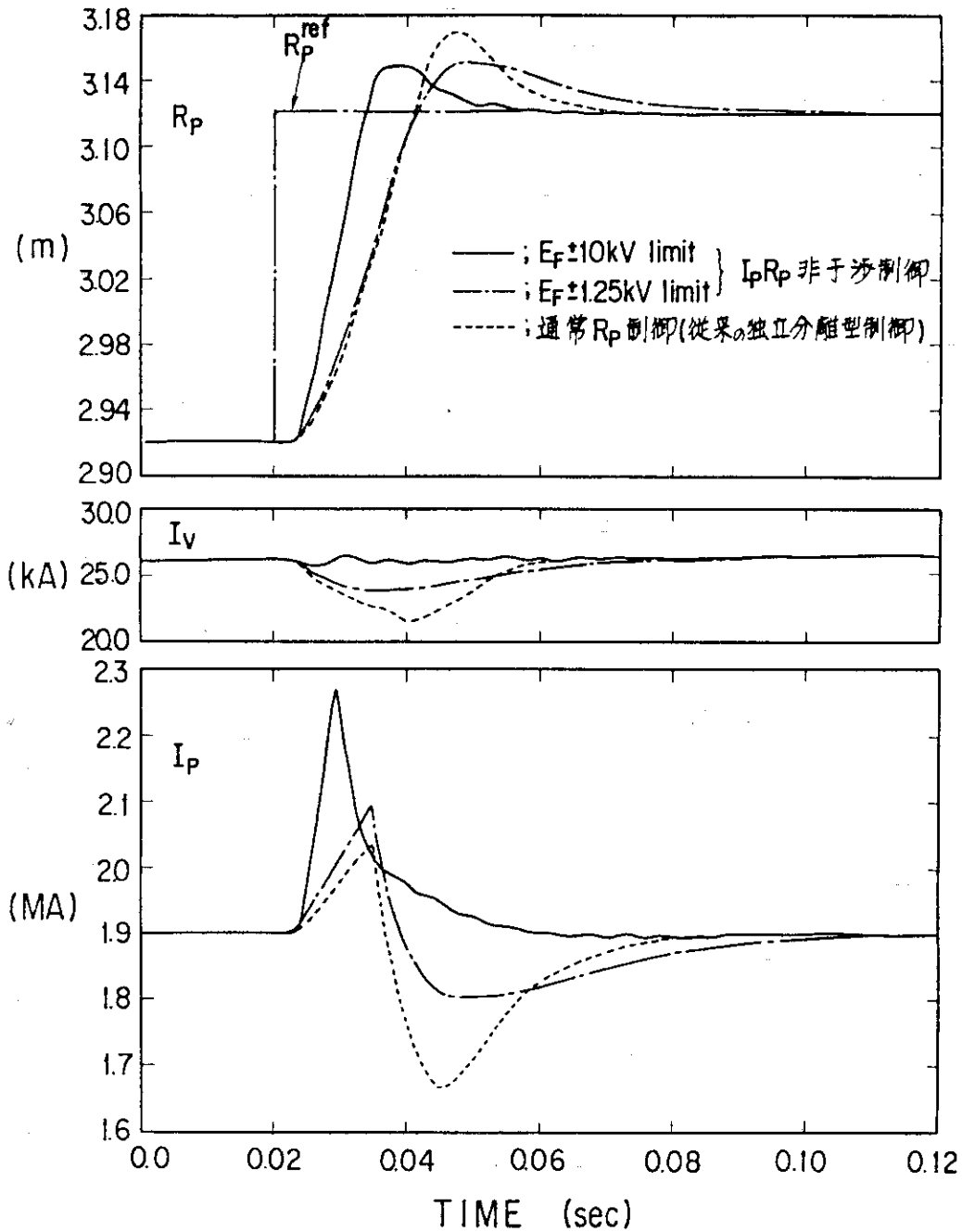


図8 R_p レファレンス応答

R_p レファレンスを 2.92 m より 3.12 m へ 20 cm ステップ的にふったときの R_p 応答。実線が、空心変流器コイルの電圧の上下限值が ± 10 kV の場合、一点鎖線が ± 1.25 kV の場合で、いずれも $I_p R_p$ 非干渉制御を行っている。これらのときの Π_b のフィードバックゲインは $g_{ff} = 0.754$, $g_{fv} = 4.194$, $g_{vf} = -0.076$, $g_{vv} = 0.590$ 。破線が独立分離型制御の場合であり、 Π_b のゲインは $g_{ff} = 0.754$, $g_{fv} = 0.0$, $g_{vf} = 0.0$, $g_{vv} = 0.59$ 。

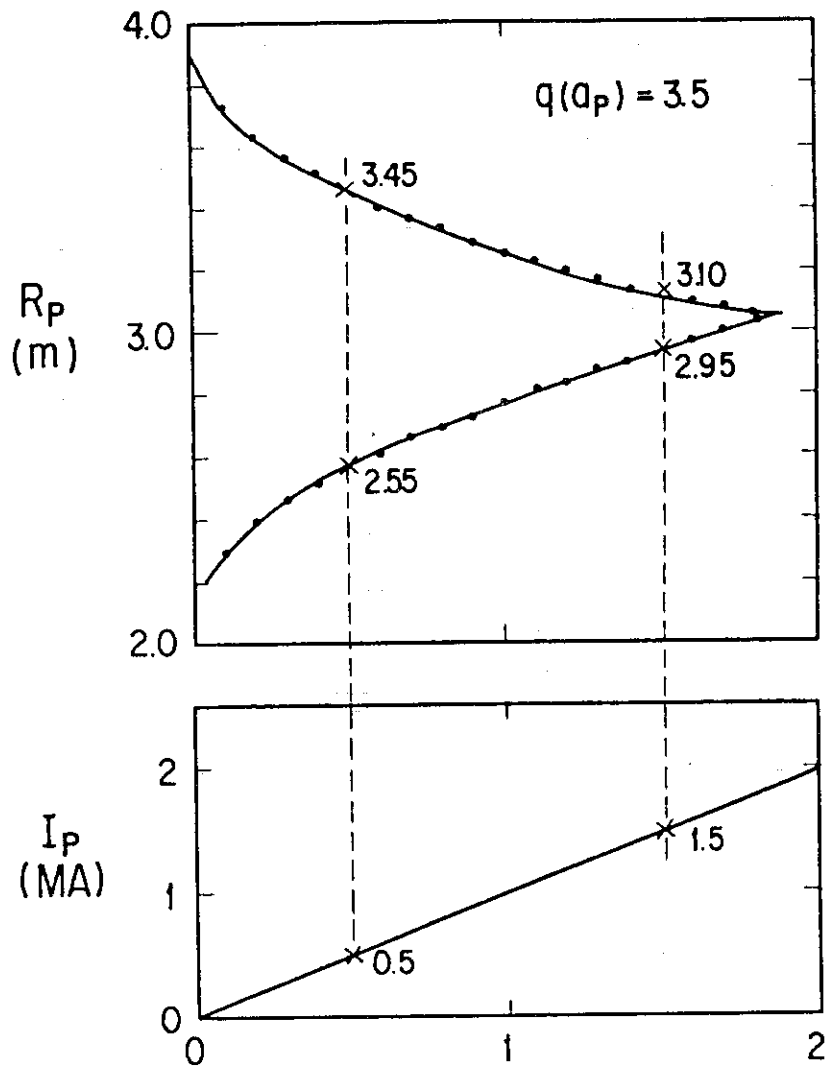


図9 I_p 立上げ時の I_p , R_p プレプロ波形
 $q(a_p) = 3.5$ と一定値に保った場合の I_p , R_p の値を
 横軸に相対時間をとって示している。

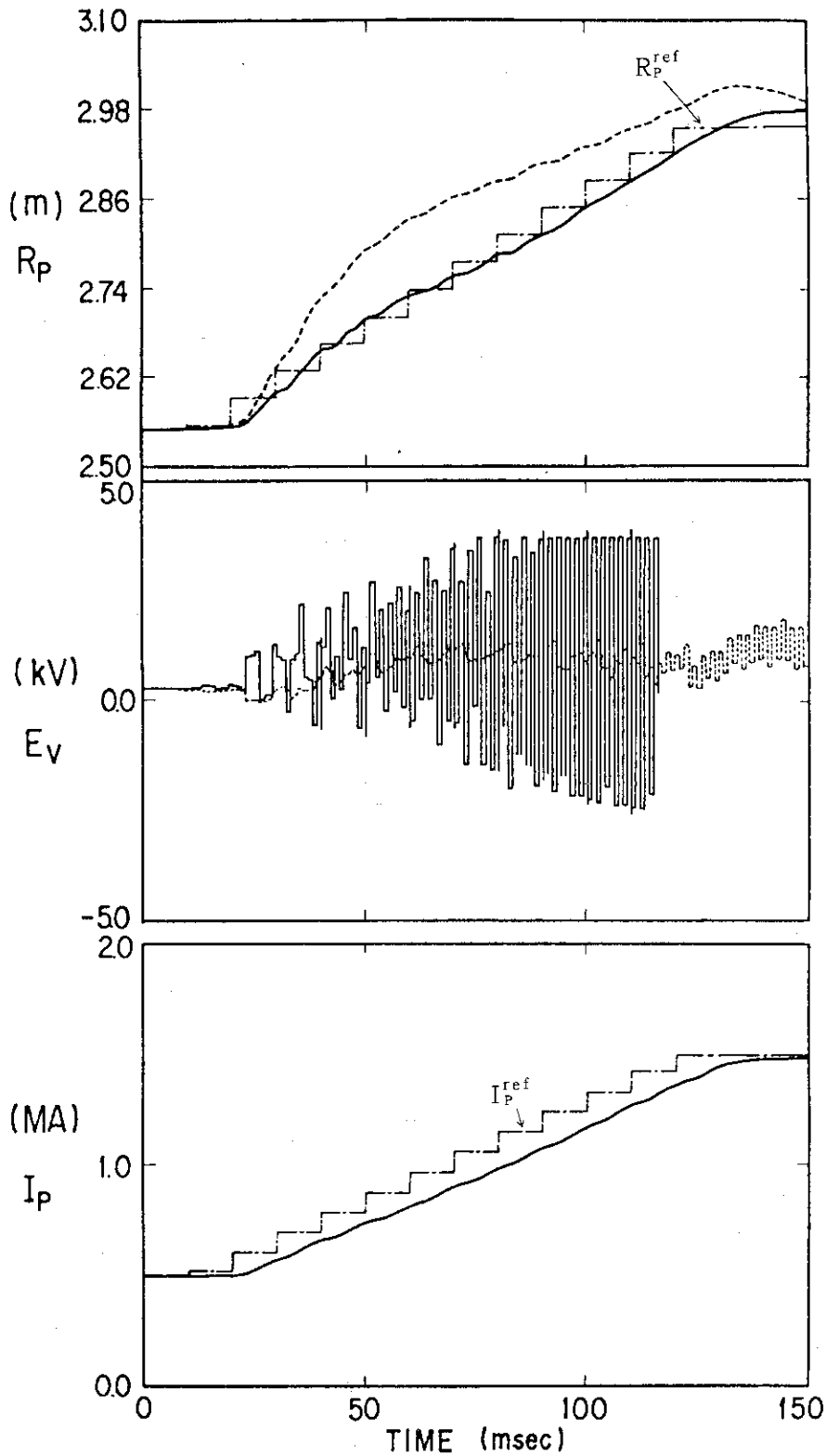


図10 I_p 立上げ時の R_p と I_p 非干渉制御

I_p を 100ms 間に 1MA 立上げる。実線は非干渉制御の場合。

点線は、 I_p と R_p を独立に制御した場合。非干渉制御のとき

I_p のフィードバックゲインは、 $g_{ff} = 0.754, g_{fv} = 0.0,$

$g_{vf} = -0.45, g_{vv} = 0.59$ 。独立分離型制御のとき、 $g_{fv} = 0.0,$

$g_{vf} = 0.0$ とする。

5. ま と め

非干渉制御手法を、磁気リミタ平衡配位の制御、及びプラズマ位置の制御に適用し、シミュレーションコードを用いてその有効性を定量的に評価し、次の知見を得た。

- ① 磁気リミタ配位にて、セパトリクスラインをダイバータ板上でスイングする場合、非干渉制御手法を用いれば、他の制御量への相互干渉を許容値以下に抑制することが可能となる。
- ② 非干渉制御手法をプラズマ位置制御にも適用し、制御特性を向上できることを示した。ただし、JT-60に適用するためには、空心変流器コイルの電源電量を増大する必要がある。又さらに、垂直磁場コイル電源DDCと Π_b に設定するゲインの配分を検討する必要がある。

JT-60では、制御系にデジタル計算機を導入しているため、本報告の制御手法を容易に実現することが可能である。⁽¹⁰⁾すなわち本報告に示す制御アルゴリズムをアセンブラプログラムに書き下し、全系実時間制御計算機(I_b)、全系フィードバック計算機(Π_b)へローディングすればよい。

本報告の検討はすべて低 β_p プラズマに対して行っているため今後の課題として、高 β_p プラズマに対する非干渉制御手法の有効性を検討する必要がある。ただし非干渉制御手法は、アルゴリズムが単純のため、容易に高 β_p 領域へ拡張できると考えられる。

本報告をまとめる上で、下村安夫氏には、有益な議論をして頂いた。又本報告にて用いた、シミュレーションコードへサイリスタ電源のモデルを導入する上で、松川 誠、嶋田隆一の両氏(JT-60第2開発室)の御協力を頂いた。さらに、小関隆久氏(JT-60計画室)には、ダイバータスロート部、30°固定リミター部、null Point部において渦電流のつくる ψ 値を計算して頂いた。諸氏の有益な御援助に対し感謝の意を表します。

参 考 文 献

- (1) 安東俊郎, 中村博雄 : JAERI-M 84-028 (1984)
H. Nakamura et. al : 10 th Symp. on Fusion Engineering, Philadelphia
(1983) 1022
- (2) 都築直久 他 : JAERI-M 7630 (1978)
- (3) A. Ogata, H. Ninomiya : Proc. of 8th Symposium on Engineering
Problems of Fusion Research vol 4 (1979) 1879
A. Ogata, H. Ninomiya : Japanese Journal of Applied Physics,
18 (1979) 825
- (4) R. Gran, et al : Proc. of 9th Symposium on Engineering
Problems of Fusion Research vol 1 (1981) 904
- (5) 菊池 満 他 : JAERI-M 84-095 (1984)
- (6) Y. Suzuki, H. Ninomiya, A. Kameari, H. Aikawa
: Japanese Journal of Applied Physics, 16 (1977) 2237
- (7) 二宮博正, 小関隆久 他 : JAERI-M 84-028 (1984)
- (8) I. Takahashi et. al : Proc. of 11 th Fusion Technology vol.2 (1980) 859
- (9) Fusion Research and Development Center : JAERI-M 82-027
(1982) 292
S. Seki et. al : Journal of Nuclear materials, 121 (1984)
- (10) N. Hosogane et. al : Proc. of Symposium on Engineering Problems
of Fusion Research, vol.4 (1979) 1879

Appendix . プラズマ平衡配位シミュレーションコード

本コードは、磁気リミタプラズマ及び固定リミタプラズマの平衡配位をシミュレートするコードである。又、JT-60電源グループの協力によりサイリスタ電源のシミュレータも含んでいる。

A.1 トカマク回路方程式⁽⁶⁾

プラズマ電流 (I_P)、ポロイダル磁場コイル電流 I_i (空心変流器電流 I_P 、垂直磁場コイル電流 I_V 、四重極磁場コイル電流 I_Q 、及び磁気リミタコイル電流 I_M) および規格化された渦電流 \tilde{I}_K に対する回路方程式は、次式で表わされる。

プラズマ電流 I_P [A]

$$\frac{d}{dt} (L_P I_P) + \eta_P I_P + \sum_i \frac{d}{dt} (M_{Pi} I_i) + \sum_K \frac{d}{dt} (\tilde{M}_{PK} \tilde{I}_K) = 0 \quad (A1)$$

コイル電流 I_i [A]

$$L_i \frac{dI_i}{dt} + \eta_i I_i + \frac{d}{dt} (M_{Pi} I_P) + \sum_{i'} M_{ii'} \frac{dI_{i'}}{dt} + \sum_K \tilde{M}_{iK} \frac{d\tilde{I}_K}{dt} = E_i \quad (A2)$$

渦電流固有モード \tilde{I}_K

$$\tau_K \frac{d\tilde{I}_K}{dt} + \tilde{I}_K + \frac{d}{dt} (\tilde{M}_{PK} I_P) + \sum_i \tilde{M}_{iK} \frac{dI_i}{dt} = 0 \quad (A3)$$

渦電流の取扱いにおいては、固有モードの電流 \tilde{I}_K をジュール損が1となるように規格化している。従って \tilde{I}_K は $[A \cdot \Omega^{1/2}]$ のディメンションをもつ。

固有モードとプラズマ、又はコイルとの相互インダクタンス \tilde{M} は $[H \cdot \Omega^{1/2}]$ のディメンションをもつ。又、Shafranov 近似式は、

$$\frac{\mu_0 I_P}{2} \left(\ell_n \frac{8R_P}{a_P} + \beta_P + \frac{\ell_i - 3}{2} \right) + 2\pi R_P B_z = 0 \quad (A4)$$

$$B_z = \sum_i \nu_i (R_P) I_i + \sum_K \tilde{\nu}_K (R_P) \tilde{I}_K \quad (A5)$$

と表わせられる。ここで

$\nu_i (R_P)$: コイル i の単位電流が R_P の位置に作る垂直磁場の大きさ。

$\tilde{\nu}_K (R_P)$: 固有モード k の単位電流が R_P の位置に作る垂直磁場の大きさ。

(A1)~(A2) において \dot{L}_P 、 \dot{M}_{Pi} 、 \dot{M}_{Pj} の各微分及び Shafranov 近似式の微分を実行してまとめると、

$$\begin{array}{cccc}
 & l & m & m+n & m+n+1 \\
 \begin{array}{c} l \\ m \\ m+n \\ m+n+1 \end{array} & \left(\begin{array}{cccc}
 L_P & M_{Pi} & \tilde{M}_{PK} & g(t) \\
 M_{Pi} & M_{ii}' & \tilde{M}_{iK} & h_i(t) \\
 \tilde{M}_{PK} & \tilde{M}_{iK} & \tau_K & h_K(t) \\
 -\frac{A_o}{I_P} & \frac{A_o}{B_z} \nu_i & \frac{A_o}{B_z} \tilde{\nu}_K & f(t)/R_P
 \end{array} \right) & \begin{pmatrix} \dot{I}_P \\ \dot{I}_i \\ \dot{\tilde{I}}_K \\ \dot{R}_P \end{pmatrix} & = & \begin{pmatrix} -\eta_P I_P - \frac{\mu_o I_P R_P d\ell_i}{2 dt} \\ E_i - \eta_i I_i \\ -\tilde{I}_K \\ \frac{d\beta_P}{dt} + \frac{1}{2} \frac{d\ell_i}{dt} \end{pmatrix} \quad (A6)
 \end{array}$$

$$f(t) = A_o - 1 + \frac{R_P}{R_P - R_L} + \frac{R_P}{B_z} A_o \left[\sum_i \frac{\partial \nu_i}{\partial R_P} - I_i + \sum_K \frac{\partial \tilde{\nu}_K}{\partial R_P} - \tilde{I}_K \right]$$

$$g(t) = \mu_o I_P \left[\ell_n \frac{8 R_P}{|R_P - R_L|} - 1 + \frac{\ell_i}{2} - \frac{R_P}{|R_P - R_L|} \right] + 2\pi R_P B_z$$

$$h_i(t) = 2\pi R_P \nu_i I_P \quad h_K(t) = 2\pi R_P \tilde{\nu}_K I_P \quad R_L ; \text{リミタ位置}$$

(A6) 式をルンゲ・クッタ法で演算するが左辺のMatrix要素のうち、 τ_P , M_{Pi} , M_{Pj} , \tilde{M}_{PK} , $f(t)$, $g(t)$ は、変数のため、計算ステップ毎に(A6)式右辺の行列の逆行列を計算する。

A.2 セパトトリクス・ライン位置

null Point の ψ 値を求め、ダイバースロート部及び30°リミタ部にて同一の ψ 値をもつ場所を探せば、 δ_{30} , δ_t が求められる。すなわち、null Point部、スロート部、30°リミタ部における ψ の表現式が求められれば、 δ_{30} , δ_t が計算できる。 ψ はプラズマ電流のつくる ψ_p とポロイダル磁場コイル電流及び渦電流のつくる ψ_j の和で表わすことが出来る。 ψ_p は、プラズマ電流値、プラズマ電流の位置(R_j), 及び計算場所の関数となる。ここでプラズマ電流を1本の線電流により近似し、 R_j としてはShafvanovの近似式で求められる最外殻磁気面の中心より外へ $a_p^2 (A + \frac{1}{2}) / 2R_P$ シフトした位置を用いる。一方、 ψ_j は、計算場所と、コイル電流値又は渦電流の関数となる。

null Point 位置 R_x での ψ 値を ψ_x とすると

$$\psi_x = \psi_x^p + \psi_x^j \quad (A7)$$

$$\psi_x^p = \left(\sum_{\ell, k} a_k^\ell R_J^{\ell-1} R_x^{k-1} \right) I_p \quad (\text{A } 8)$$

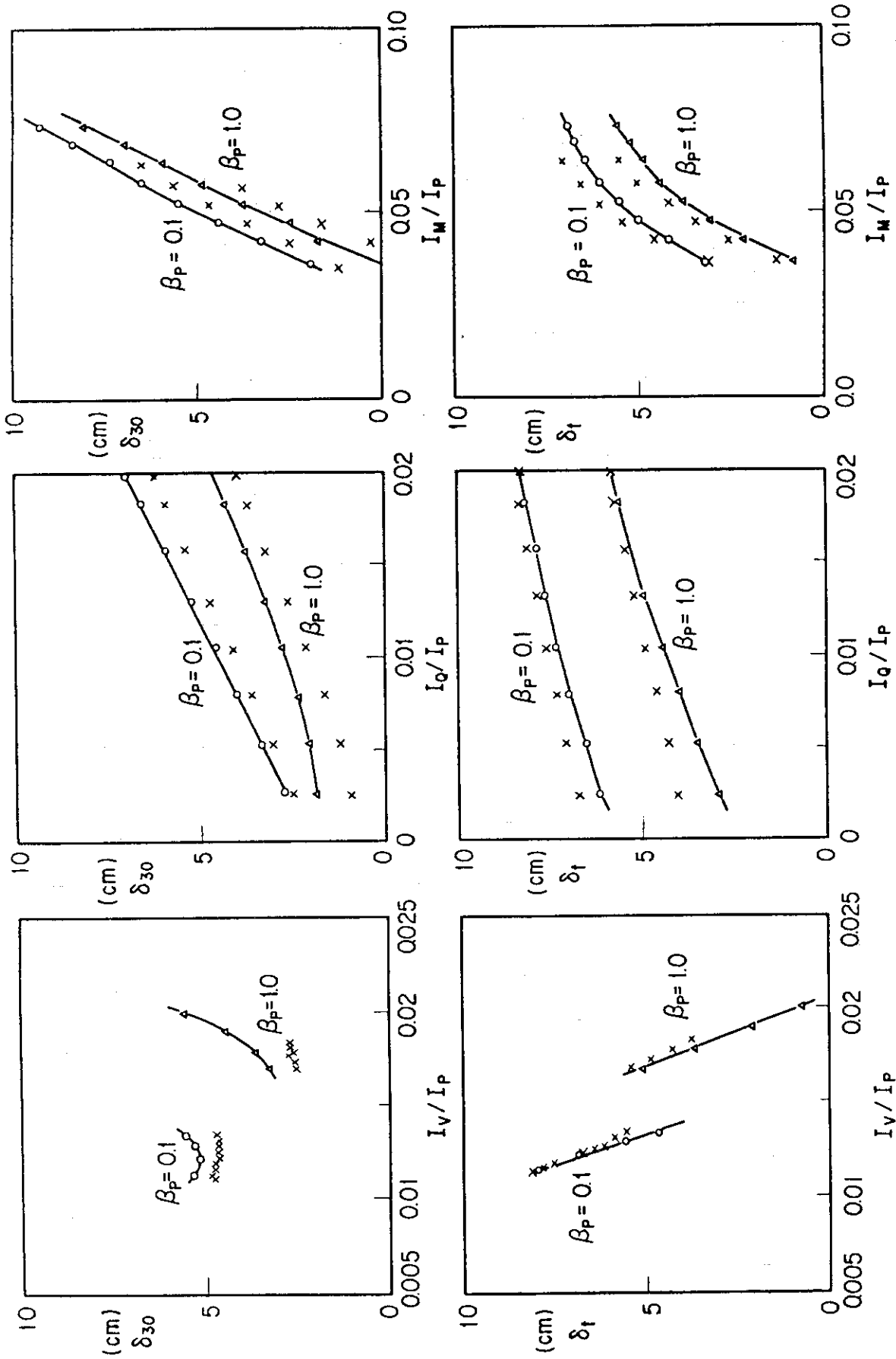
$$\psi_x^i = \sum_j \left(\sum_k b_k^j R_x^{k-1} \right) I_j \quad (\text{A } 9)$$

a_k^ℓ, b_k^j : 定数

null Point では ψ は極小値をとるため,

$$0 = \left(\sum_{\ell, k} a_k^\ell R_J^{\ell-1} (k-1) R_x^{k-2} \right) I_p + \sum_j \left(\sum_k b_k^j (k-1) R_x^{k-2} \right) I_j \quad (\text{A } 10)$$

I_p, I_j, R_J は既知のため, (A 10) は R_x の多項式となっている。従って, (A 10) より R_x が求まり, それを (A 7) へ代入して ψ_x を計算する。ダイバースロート部, 30° リミター部の ψ も, (A 7) 式と同様に多項式近似しておけば, ψ_x が与えられるので, δ_{30}, δ_t が求められる。図 A-1 は, 本方法に求めた値と, Grad-Shafranov 方程式の数値解とを I_v, I_q, I_M をスキャンして比較したものであるが, 定常偏差があるものの良い傾向の一致をみている。



図A-1 δ_t , δ_{30} の近似解とMHD平衡解の比較
 MHD平衡解 (—○—: $\beta_P = 0.1$, —△—: $\beta_P = 1.0$)
 多項式近似解 (x)