ハイブリッドポロイダル磁界コイルによる トカマクプラズマの電流・平衡制御

正 員 嶋 田 隆 一 (原 研)

1. ま え が き

トカマク形核融合装置は環状真空容器内の磁界（トロイダル磁界）中にトーラス状のプラズマを発生させトロイダル方向にプラズマ電流を流すことを特徴としている。トカマク装置においては、トロイダル磁界の発生と共に、プラズマ中にトロイダル方向に電流を流すことと、プラズマの平衡を取ることは、装置にとって最も基本的な機能であり、このなかでプラズマ電流と平衡制御はポロイダル磁界コイルによってなされている。この二つの機能、プラズマ電流の駆動と平衡制御は、従来ポロイダル磁界コイル系に要求される独立した機能と考えられてきた。それは、従来のトカマクが一般に変流器作用のための鉄心を有し、プラズマ電流の駆動が鉄心を介した変流器コイル電源によってなされており、平衡に必要な垂直磁界は更に別なコイルにより別電源から発生させる形であったためである。そこには、第一にプラズマ電流の励起があり、第二にそのプラズマを平衡位置に置くため、垂直磁界コイルに電流を流すといった考え方が主であった。よって、プラズマの平衡制御とプラズマ電流の制御とは独立に考えて設計され、しかして運転、制御されるのが一般であった。

最近の大形化されたトカマク装置は、従来使用されてきた鉄心がプラズマ電流駆動のための磁束変化量に対し、制限を与えるため使用が困難となり、空心構造のトカマクが多くなっている⁽¹⁾。例えば、原子力研究所において建設中の JT-60 の場合は、プラズマの周囲にポロイダル磁界コイルを多数置き、そのなかで変流器コイルと呼ばれるコイル群はプラズマ電流を流すことのみに使用され、垂直磁界コイルと呼ばれるコイル群は垂直磁界を発生して平衡を取るために使用され

る⁽²⁾。すなわち、鉄心のあるトカマクの場合の運転形態をそっくり空心の場合に移した形となっている。ポロイダル磁界コイルは、それぞれ直列接続されたコイル群に分かれ、それぞれが変流器磁界、垂直磁界、四重極磁界などの単一のパターンを発生するコイル群となっている⁽³⁾⁽⁴⁾。

これに対し、プラズマの周囲に置かれた各コイルにそれぞれ必要な大きさの電流を流し、変流器コイル・垂直磁界コイルと分けることなしに単にポロイダル磁界コイルとして、必要な磁界パターンを発生することが考えられる。プラズマの周辺で同じ磁界環境であるならば、これも前者と同じようにプラズマ電流の駆動とプラズマの平衡をとることができる。このような場合、一本のコイルに変流器磁界成分、垂直磁界成分などの電流が一緒に流れることが特徴であるので、ハイブリッド磁界コイルと呼ぶことにする。

ハイブリッド磁界コイル法はトカマクが核融合炉として大形化される際に必要な条件を多くもっている。本論文では、核融合炉を目指したトカマク形核融合装置におけるプラズマの電流・平衡制御に対して、ポロイダル磁界系の制御法について考察する。すなわち、ハイブリッド制御マトリックスなるものを導入し、各コイルに流すべき電流が容易に算出できる方法を示す。また、このようなハイブリッドポロイダル磁界コイル系の駆動電源に対し、各コイル巻数を適切に選定することにより、プラズマ電流の励起時にプラズマの駆動とプラズマの平衡制御が基本的には単一電源で可能なことも示す。これらの考え方はトカマク形核融合炉のポロイダル磁界電源の設備容量を減少させると共に、システムの基本的構成を決定するものである。最後に、以上の考え方から構成されるハイブリッドポロイダル磁界コイル電源の具体的な構成について示す。

2. 軸対称プラズマの平衡

トカマクプラズマの磁界設計において、従来プラズマ電流に代表されるプラズマパラメータを固定して、

Controls of Tokamak Plasma Current and Equilibrium with Hybrid Poloidal Field Coils. By Ryuichi Shimada, Member (Division of Large Tokamak Development, Japan Atomic Energy Research Institute.).

嶋田隆一：正員，日本原子力研究所大型トカマク開発部

プラズマ電流のフープ力、プラズマの圧力に対して垂直磁界を印加して、これらの力とつり合いを取ることが平衡条件の基本であると言う考え方が主であった⁽⁵⁾。ここでは、ハイブリッドポロイダル磁界コイルの特徴であるプラズマ電流駆動とプラズマ平衡制御を同時に行なうために必要な、プラズマ電流を固定しないトカマクプラズマの平衡条件を求める。まず、トカマクプラズマを閉じ込めているのは、プラズマ電流とポロイダル磁界コイル電流の作る合成磁界であるとの考え方にもどらねばならない。

プラズマの平衡条件は良く知られた次式より導かれる。

$$\left. \begin{aligned} \nabla P &= \mathbf{j} \times \mathbf{B} \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{j} \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 P : プラズマの圧力、 $\mathbf{j}$: プラズマ電流の密度、 $\mathbf{B}$: 磁束密度

トロイダル方向に軸対称なシステムにおいて (r, φ, z) の円筒座標を用いれば、ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ は $\partial/\partial\varphi=0$ より φ 成分のみとなり、 $\Psi=rA_\varphi$ と書くことができる。 Ψ は磁束関数 (magnetic flux function) と呼ばれる⁽⁶⁾。 (r, z) 面での Ψ がわかると磁力線の形がわかり、更に φ 方向に Ψ =一定の面は磁気面を表わしている。すなわち、

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \Psi = 0 \dots\dots\dots (2)$$

である。プラズマの平衡条件 (1) 式より

$$\mathbf{B} \cdot \nabla P = \mathbf{B} \cdot \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

と書けることにより、(2) 式と (3) 式のアナロジーより P =一定は Ψ =一定に対応し、一つの磁気面を形づくるのがわかる。これがプラズマの平衡条件である。ここで、プラズマの最外郭 (すなわち、プラズマ表面) を考える。その面より外部はプラズマ電流がない。最外郭面のプラズマ圧力は $P=P_s$ で一定である (真空中であれば $P_s=0$)。その面上では Ψ =一定であり、磁気面である。プラズマ最外郭磁気面の形状は、すなわちプラズマの外形であり、逆にこの目標となる形の面上で Ψ =一定とすることができればプラズマの平衡は実現できる。

プラズマの表面上の磁束関数値 Ψ_B はプラズマ電流の寄与とプラズマ外のコイル電流の寄与の合成値であることに注目しなければならない。一般にプラズマの平衡問題を取扱う場合、プラズマ内と外を分けて解き境界条件で結び合わせるのが普通である⁽⁷⁾⁽⁸⁾。またプラズマ内外の問題を同時に解くこともできる⁽⁹⁾。ここでは、前者の立場に立ってプラズマ内部の平衡問題は

既に解かれているとする。このときプラズマ最外郭磁気面の磁束関数値は任意の値を取ることができる。

このようにプラズマ内の電流分布をプラズマ平衡で求め、その境界条件を与えたプラズマ最外郭磁気面上での磁束関数値が、プラズマ電流とコイル電流による磁束関数値の合成で一定値とすることができれば両者の境界条件が一致したことになり、プラズマの平衡は内も外もすべて解けたことになる。

3. プラズマ外部の平衡磁界

Zakharov 氏⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ はプラズマ外の仮想面上に分布するプラズマ保持用の電流を積分方程式で求める方法を示したが、ここではプラズマ外にブロック化されて置かれたポロイダル磁界コイルに流すべき電流をマトリックス計算で求める方法を示す。

〈3.1〉 プラズマ電流がプラズマ表面に作る Ψ (図1参照) プラズマ内の電流分布は $\mathbf{j}(r_P, z_P)$ で与えられているとする。この電流がプラズマの表面上の参照点 (r_B, z_B) に作る磁束関数値 Ψ_{BP} は完全な円積分で表わされる関数 $G(r_P, z_P, r_B, z_B)$ によって求められる。

$$\Psi_B = r_B A_\varphi = G(r_P, z_P, r_B, z_B) j(r_P, z_P) \dots\dots\dots (4)$$

関数 G は円電流の作るベクトルポテンシャルより

$$\begin{aligned} G(r_P, z_P, r_B, z_B) \\ = \frac{\mu_0 \sqrt{r_P r_B}}{\pi k} \left\{ \left(1 - \frac{k^2}{2} \right) K(k) - E(k) \right\} \end{aligned} \dots\dots\dots (5)$$

ここで、

$$k^2 = 4r_P r_B / \{(r_P + r_B)^2 + (z_P - z_B)^2\}$$

K, E : 第一、二種完全な円積分⁽¹²⁾

よって、全プラズマ電流によって作られる参照点 (z_B, z_B) における磁束関数値 Ψ_{BP} は

図1 プラズマ内外の電流がプラズマ表面に作る磁束関数値

Fig. 1. Flux function at the plasma surface produced by the currents inner and outer plasma.

$$\Psi_{BP} = \sum_P G(r_P, z_P, r_B, z_B) j(r_P, z_P) \dots (6)$$

プラズマ全電流は $\sum_P j(r_P, z_P)$ である。

ここで、プラズマ電流の分布をプラズマ中心による同軸状とすると、プラズマ中心に全電流が集中しているとして取扱っても、トロイダル効果の誤差を無視した形であるが、次のように簡単になる。

全プラズマ電流 I_P の作るプラズマ表面の Ψ_{BP} はプラズマの中心を R として $\Psi_{BP} = G(R, 0, r_B, z_B) I_P$ となる。

(3.2) ポロイダル磁界コイル電流がプラズマ表面に作る Ψ (図1参照) 1個のコイル (r_C, z_C) に流れる電流を I_K とすると、プラズマ表面上の参照点 (r_B, z_B) に作る磁束関数値は $G(r_C, z_C, r_B, z_B) I_K$ である。

プラズマの周りに n 本のコイルがあり、それぞれ I_K ($K=1, \dots, n$) の電流が流れているとすれば、プラズマ表面上の点 (r_B, z_B) の磁束関数は

$$\Psi_{BC} = \sum_{K=1}^n G(r_{CK}, z_{CK}, r_B, z_B) I_K \dots (7)$$

で求められる。

(3.3) プラズマ表面の Ψ 以上より、すべての電流がプラズマ表面の点 (r_B, z_B) に作る磁束関数値 Ψ_B は、 Ψ_{BC} と Ψ_{BP} の和であるから次式となる。

$$\Psi_B = \sum_P G(r_P, z_P, r_B, z_B) j(r_P, z_P) + \sum_{K=1}^n G(r_{CK}, z_{CK}, r_B, z_B) I_K \dots (8)$$

プラズマが同軸状電流分布のときは、簡単になって

$$\Psi_B = G(R, 0, r_B, z_B) I_P + \sum_{K=1}^n G(r_{CK}, z_{CK}, r_B, z_B) I_K \dots (9)$$

である。プラズマ表面に多数 (m 個) の参照点 (r_B, z_B) をとり、それらの点がすべて等しい Ψ_B となることがプラズマ表面が磁気面となる条件であるから、(9)式はマトリックスで表わせば以下ようになる。

$$m \begin{Bmatrix} 1 \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{Bmatrix} \Psi_B = \begin{Bmatrix} G(R, 0, r_{B1}, z_{B1}) \\ \vdots \\ G(R, 0, r_{Bm}, z_{Bm}) \end{Bmatrix} I_P + \begin{Bmatrix} G(r_{C1}, z_{C1}, r_{B1}, z_{B1}), \dots \\ \vdots \\ \vdots \end{Bmatrix} * \dots * \begin{Bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{Bmatrix} \dots (10)$$

右辺第1項の m 行、1列の係数列、第2項の m 行、 n 列のマトリックスをそれぞれ (F_P) , (F) とする。プラズマ電流の分布を考える場合は第1項もマトリックスとすればよい。プラズマ表面上に取った任意の m 点がすべて $\Psi_B = \text{一定}$ となることが最外郭磁気面となる条件であり、境界条件が満たされることになる。プラズマ外部の平衡条件とは(10)式を満たすことである。

4. ハイブリッド制御マトリックスを用いたコイル電流の決定法

プラズマの平衡条件が(10)式で与えられるとき、プラズマ電流に対して各コイルに流すべき電流は次のように求められる。

(10)式よりコイル電流を求めるには、プラズマ表面の参照点 (r_B, z_B) がコイル本数 (n) 以上ある必要がある ($m \geq n$)。 m を多くして、最少2乗法で(10)式を解けば必要な精度でコイル電流値が与えられる。しかし、参照点を適切な位置に n 点選べば原理的に同様なので、式を扱いやすくするために $m=n$ として進める。(10)式を $m=n$ としてコイル電流を求めると次のようになる。

$$\begin{Bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F \\ F \end{Bmatrix}^{-1} \begin{Bmatrix} 1 \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{Bmatrix} \Psi_B - \begin{Bmatrix} F_P \\ F_P \end{Bmatrix} I_P \dots (11)$$

このように、プラズマ電流とプラズマ最外郭磁気面の磁束関数値 Ψ_B を与えれば、各コイルに流すべき電流値 (I) が求められる。(11)式において右辺の第1項は $I_P=0$ のとき最外郭磁気面で磁束関数を一定とするコイル電流値を与えていることになる。 $I_P=0$ ではプラズマ中に磁束がないことより、この電流はいわゆる変流器コイルの磁界パターン(プラズマ領域に磁力線がない、すなわち磁束関数値が一定である領域)を作る。第2項はプラズマ電流が存在すると必要になるコイル電流を与える項で、この電流はプラズマの保持用の磁界を作る。各コイルには変流器コイル成分と平衡磁界成分の和の電流を流すことになり、変流器と平衡コイルとのハイブリッドコイルとなっている。変流器コイル成分から平衡磁界成分を引いた形になっているので、それぞれ独立に流すコイル系を持った場合より総電流(アンペアターン)が小さくなる可能性がある。これを利用すれば合理的なコイルシステムが可能であり、コイル駆動電源の設備容量も減少できる。

(11)式の Ψ_B, I_P を注目して以下のように書き換えて

$$\begin{pmatrix} F \\ F \\ \vdots \\ F \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_{OH} \\ f_e \\ \vdots \\ f_e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} F \\ F \\ \vdots \\ F \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} F_P \\ F_P \\ \vdots \\ F_P \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} f_e \\ f_e \\ \vdots \\ f_e \end{pmatrix}$$

とすると

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_{OH} \\ f_e \\ \vdots \\ f_e \end{pmatrix} \Psi_B + \begin{pmatrix} f_e \\ f_e \\ \vdots \\ f_e \end{pmatrix} I_P \dots\dots\dots (12)$$

f_{OH} は変流器コイル成分の各コイルの電流値を与える係数である。 f_e も同様に、プラズマの平衡に必要な各コイル電流値を与える。(12)式の係数列を次のように書き換えて、コイル電流のハイブリッド制御マトリックスなるものを定義する。

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H \\ H \\ \vdots \\ H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_B \\ I_P \end{pmatrix} \dots\dots\dots (13)$$

これは、ハイブリッドポロイダル磁界コイルの運転制御を行なう際、非常に有益なマトリックスとなる。

ここで、プラズマ表面の磁束関数値 Ψ_B について考察する。仮にプラズマ表面にトロイダル方向に1周巻線を置いたとすると、その1周巻線に誘起する電圧は鎖交フラックスの時間変化 $= -R_P I_P - L_i \dot{I}_P$ である。ここで、プラズマの電気抵抗 R_P 、プラズマの内部インダクタンスを L_i とする。鎖交フラックス量は磁束関数値を ϕ 方向に1周積分して得られ、よって値は 2π 倍である。

$$\dot{\Psi}_B = (-R_P - L_i \dot{I}_P) / 2\pi \dots\dots\dots (14)$$

$$\Psi_B = \Psi_B(0) - \left(\int_0^t R_P I_P dt + L_i I_P \right) / 2\pi \dots\dots\dots (15)$$

となる。 $\Psi_B(0)$ は $t=0$ 時の値である。

このように、 Ψ_B は $\Psi_B(0)$ 、 $\int_0^t R_P I_P dt$ 、 $L_i I_P$ と三つの要素の和であるとして、(13)式の I_P に対してもプラズマの平衡制御に関連する変数として、 β_F (プラズマのポロイダルベータ)、 ΔR (大半径方向の変位)、 ΔH (上下方向の変位)、 $\Delta \delta$ (断面形状の変化) などを必要に応じて採用し、ハイブリッド制御マトリックス H の列を増加させることにより平衡に関するいかなる制御もコイル電流に反映することができる。

5. ハイブリッドポロイダル磁界コイルによるトカマクプラズマ電流・平衡制御の例

ここでは、第3章、第4章で導いたコイル電流の決定法を次の諸元のトカマク装置に適用し、ハイブリッ

ド制御マトリックスの応用例を示すことにする。また磁束関数値の空間分布を求め、このコイル電流でプラズマの平衡が取れていることを示す。

プラズマ大半径(小半径): 5m (1.5m)

断面形状: 円形

最大プラズマ電流: 4.7MA

プラズマ電流分布: 2乗分布

プラズマ電流立上げ時間: 5s

プラズマ電流フラット, トップ時間: 200s

プラズマ電流立下げ時間: 5s

ポロイダル磁界コイル本数: 10 本

コイル位置(上下対称): プラズマ中心より 3.7m の所に 36° 間隔

コイル名=(R, Z) $C_1=(8.52, 1.14)$

$C_2=(7.18, 2.99)$, $C_3=(5.0, 3.7)$

$C_4=(2.83, 2.99)$, $C_5=(1.48, 1.14)$

$\Psi_B(0) * (V \cdot s \text{ 換算}) : 5.132 (32.25 V \cdot s)$

<5.1> ハイブリッド制御マトリックスの値 プラズマ表面上に参照点を 10 個選ぶ。これは $R=5m$, $Z=0$ を中心とする半径 1.5m の円上に等間隔に取る。(10)~(13)式のように整理してハイブリッド制御マトリックスができる。(16)式に示す。

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_{10} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.0237 & -0.1271 \\ 0.0415 & -0.1493 \\ 0.1181 & -0.2171 \\ 0.4431 & -0.4244 \\ 1.8123 & -1.0432 \\ 0.0236 & -0.1271 \\ 0.0415 & -0.1494 \\ 0.1181 & -0.2170 \\ 0.4432 & -0.4247 \\ 1.8122 & -1.0428 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_B \\ I_P \end{pmatrix} \dots\dots (16)$$

ただし、 I_P : MA 単位

<5.2> ハイブリッド制御マトリックスを用いたコイル電流の決定 (16)式に示した H マトリックスが求まると各コイル電流値がわかる。 Ψ_B, L_i は

$$\Psi_B = \Psi_B(0) - \int_0^t R_P I_P dt / 2\pi - L_i I_P / 2\pi$$

$$L_i = \mu_0 R L_i / 2 \quad (l_i = 1.0, \text{ 2乗分布}) \\ = 3.14 \mu H$$

である。

プラズマ電流の波形、その間の $\int R_P I_P dt$ の間を表1のように仮定すると、1サイクルのコイル電流の運転波形が求められる。コイル電流は(16)式に Ψ_B, I_P

*: $\Psi_B(0)$ の値は任意であるが、ここではコイルの総アンペアターの絶対値が最初と最後で等しくなるように選んだ。

表 1 プラズマ電流値と $\int R_P I_P dt$ の値Table 1. Plasma current and $\int R_P I_P dt$.

時 刻 (s)	$\Psi_B(0)$	I_P (MA)	$\int_0^t R_P I_P dt$	$L_I I_P$	Ψ_B
$t=0$	5.132	0	0	0	5.132
$t=1.0$	"	1.0	3.0	3.14	4.155
$t=2.35$	"	2.2	4.0	6.91	3.4
$t=3.5$	"	3.3	5.0	10.36	2.69
$t=5.0^{*1}$	"	4.7	6.0	14.75	1.83
$t=205.0^{*2}$	"	4.7	20+6	14.75	-1.353
$t=210.0$	"	0	26+6	0	0.039

*1: フラット・トップ開始, *2: フラット・トップ終了

$$\Psi_B = \Psi_{B(0)} - \int R_P I_P dt / 2\pi - L_I I_P / 2\pi$$

表 2 コイル電流値

Table 2. Values of coil currents.

単位: MA

時 刻 (s)	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5
$t=0$	0.12	0.21	0.61	2.27	9.30
$t=1.0$	-0.028	0.023	0.27	1.43	6.49
$t=2.35$	-0.20	-0.17	-0.076	0.57	3.87
$t=3.5$	-0.36	-0.38	-0.40	-0.21	1.43
$t=5.0$	-0.55	-0.63	-0.80	-1.18	-1.59
$t=205.0$	-0.63	-0.76	-1.18	-2.59	-7.36
$t=210.0$	0.00092	0.0016	0.0046	0.017	0.071

を代入して計算する。コイル電流は上下対称であるので, $C_1 \sim C_5$ の電流を表 2 に示す。

このように 1 サイクルの運転波形が H マトリックスを用いることで容易に求められる。コイル電流の時間波形を図 2 に示す。

〈5・3〉 磁束関数値の分布 表 2 に示すようにコイル電流が求められたが, これがプラズマの平衡条件を満たすかどうかを磁束関数値の分布を見ることで調べる。

磁束関数値をプラズマ内, ポロイダルコイルの周辺の全 (R, Z) 平面で求め, 鳥瞰図として磁束関数の値を表示したのが図 3 である。磁束関数 Ψ の等高線が

図 2 コイル電流波形

Fig. 2. Waveforms of coil currents.

磁力線に相当する。(a)図は $t=0$ の Ψ 値を示したものである。プラズマ表面で $\Psi_B = \Psi_B(0)$ となるコイル電流で作られた Ψ 分布である。プラズマ領域でフラットな Ψ 分布となっている。(b)~(e)図は $t=1 \sim 5$ s と時間が経過した場合で, コイル電流はそれぞれプラズマ表面での Ψ を Ψ_B とするために変化した様子がわかる。 Ψ_B は表 1 の値になっており, プラズマはその位置で平衡が取れている。(e)図は $t=5$ s, フラット・トップに達した時間である。コイル電流は負へと逆転し, その反作用としてプラズマ電流が 4.7 MA に励起されている。(f)図は $t=205$ s, 200 s のフラット・トップの後の Ψ 分布である。このとき, プラズマ表面での Ψ 値は -1.353 で一定になっており, プラズマの平衡は満たされている。

表 3 単能コイル方式, ハイブリッド方式電源容量の概算

Table 3. Estimations of power supply capacity of non-hybrid and hybrid coil system.

	電 源 種 別	コイル	C ₁	C ₂	C ₃	C ₄	C ₅	単 位	電 源 総 容 量		
単能コイル	変 流 器 電 源	電流容量	0.12	0.21	0.61	2.27	9.3	MAT	312.7×2	1,086MW	
		発生電圧	25*	←	←	←	←	V/T			
	保持磁界用電源	電流容量	0.6	0.7	1.02	2.0	4.9	MAT	230×2		
		発生電圧	25*	←	←	←	←	V/T			
ハリコイブドル	ハイブリッド制御電源	電流容量	0.63	0.76	1.18	2.59	9.3	MAT	361.5×2=723MW		
		発生電圧	25*	←	←	←	←	V/T			

*: 同位置のコイルには同じ電圧を発生する。

図 3 磁束関数値の (r, z) 空間分布Fig. 3. (r, z) space distribution of flux function.

〈5・4〉 電源設備容量の比較 ハイブリッド方式を用いない場合、プラズマ電流駆動のための変流器コイルとプラズマの平衡保持のための保持磁界コイルが必要である(単能コイル方式)。全く同じ運転シナリオで装置を動かす場合の電源設備容量を比較する。変流器電源、保持磁界電源の発生すべき電流は、(16)式の Ψ_B, I_P に対応する電流である。なお、電源の出力電圧はプラズマ電流の励起初期に必要な一周電圧を考慮して 25V と仮定する。

表 3 に単能コイル方式の変流器コイル電源、保持磁界電源の容量、およびハイブリッドコイル方式の電源容量を示す。ハイブリッドコイル方式をとれば、設備容量は 2/3 になることがわかる。

6. ハイブリッドコイルの制御法

トカマクプラズマを目標とする形状に保持しながらプラズマ電流を立上げ、維持するには、各コイルに(13)式によって示される電流を流すべく電源電圧を制御すればよい。

まず、プラズマの平衡を維持しつつプラズマ電流を制御するには、ポロイダル磁界コイル(プラズマの周囲に配置されたポロイダルフープ)にどのような電圧を印加すべきかを解析的に扱える単純な場合について考察し、その後一般の場合に拡張する。

〈6・1〉 コイル抵抗が零、電流分布が均一表面電流分布のワンタンのポロイダルフープをポロイダル磁

図 4 ポロイダル磁界コイルが理想的位置にある場合
Fig. 4. Case of the ideal locations of the poloidal field coil.

界コイルとし、コイル表面がプラズマ表面に接している場合のコイルの制御法 プラズマの表面とコイルの間には真空容器がなければならないが、解析の例として図 4 のようにコイル表面までプラズマがある場合を考える。第 2 章で述べたように、プラズマ表面はプラズマの最外郭磁気面となり、磁束関数 Ψ_B が一定であればよい。だから、各コイルに流すべき電流は (11) 式より決まる。このときプラズマ表面の参照点は、コイルとプラズマ表面の接点にコイルの本数だけ配置することとする。

回路方程式をプラズマも含めて書く。 $\dot{I}$ を電流の時間微分、コイルに印加する電圧を V とする。

コイルの電圧に注目して、

$$[V] = [M][\dot{I}] + [m_{KP}]\dot{I}_P \dots\dots\dots (17)$$

ここで、 M : インダクタンスマトリックス、

m_{KP} : 各コイルとプラズマの相互インダクタンス

となる。(11)式を微分して代入すると

$$[V] = [M] \left[F \right]^{-1} \left(\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix} \Psi_B - [F_P] \dot{I}_P \right) + [m_{KP}] \dot{I}_P \dots\dots\dots (18)$$

となる。鎖交フラックス量は磁束関数の 2π 倍であり、一巻のコイルの相互インダクタンスである。よって相互インダクタンスマトリックスとの関係は、 $[M] = 2\pi[F]$ 。また、コイル表面との接点を参照点に選んだことにより $[m_{KP}] = 2\pi[F_P]$ であるから、(17)式は

$$[V] = 2\pi \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix} \dot{\Psi}_B \dots\dots\dots (19)$$

となり、各コイルに印加すべき電圧は $2\pi \dot{\Psi}_B$ であれば良いことになる。すなわち、プラズマ表面の一周電圧を同一にするようにコイル電圧を印加すれば、プラ

ズマの平衡維持とプラズマ電流の駆動が同時に行なえることを示している。

このことを $\nabla P = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ にもとって考察してみる。プラズマの $P = \text{一定}$ 面は $\Psi = \text{一定}$ の面に対応し、プラズマの表面 $P = 0$ 面は最外郭磁気面であり、 $\Psi_B = \text{一定}$ が条件である。磁束関数を時間微分すると電圧であるから、プラズマ表面において時々刻々同一電圧にできればプラズマの平衡も維持できるのである。

〈6・2〉 プラズマ表面からポロイダルフープが離れた場合のコイル制御法 コイルの位置がプラズマに接するときは、同一電圧でコイルを駆動してやれば平衡に必要な電流を流すことができた。では、コイルがプラズマから離れた場合もこのようなことはできないであろうか。

コイルがすべて一巻のフープとすると、必要電圧は (17) 式で求められる。これにコイル抵抗の項を加えるべきであるが、値が小さいためここでは無視して考える。ここで、各コイルの巻数を n_K 巻とすると、必要なアンペアターン I_K に対して、コイル電流は I_K/n_K となる。またコイル間の相互インダクタンス m_{JK} は $n_J n_K$ 倍、プラズマとコイルの相互インダクタンスは n_K 倍となる。

(18) 式より K 番目のコイルの電圧 v_K は、

$$v_K = n_K n_1 m_{K1} (\dot{I}_1/n_1) + n_K n_2 m_{K2} (\dot{I}_2/n_2) \dots\dots\dots + n_K n_K m_{KK} (\dot{I}_K/n_K) \dots\dots\dots + n_K n_n (\dot{I}_n/n_n) + n_K m_{KP} \dot{I}_P \dots\dots\dots (20)$$

$$v_K/n_K = m_{K1} \dot{I}_1 + \dots\dots\dots + m_{KK} \dot{I}_K + \dots\dots\dots n_{Kn} \dot{I}_n + m_{KP} \dot{I}_P \dots\dots\dots (21)$$

となる。(21) 式の右辺はコイルを一巻のフープとした場合の式になる。すなわち、各コイルに必要なアンペアターン I_K 、またプラズマ電流 I_P を流すに必要な電圧は、各コイルを一巻と考えた場合の巻数倍の電圧 V_K が必要であることを示す。各コイル巻数の選択はある範囲で自由であるから、 v_K を電源として好ましい電圧を選択してよいことになる。更に進んで、〈6・1〉節と同じように全コイルを同一電圧駆動できれば全コイルを並列接続することが可能となり、電源の構成も単純になってくる。もっとも、巻数は整数倍であるので完全に同一にはならず、過不足分を次章で述べるフィードバック電源で補うことになる。

7. ハイブリッドコイル制御用電源

プラズマ電流励起時のプラズマ電流の駆動と平衡維持は大出力の電源を必要とする。このとき、プラズマの $R_P I_P$ が $L_P I_P$ に比べ無視でき、かつ L_i も一定

図 5 ハイブリッドポロイダル磁界コイル電源の基本構成

Fig. 5. Basic diagram of the hybrid poloidal field coil power supply.

であれば、(21)式から決まるコイル巻数の選択により同一電圧で各コイルが運転できる。これは各コイルを並列に接続すれば、一つの電源でプラズマ電流の励起と平衡維持が可能となることを示している。これがハイブリッドポロイダル磁界コイル電源の基本構成となる。

ポロイダル磁界コイルによってプラズマのフィードバック制御を行なう際に関係する状態量をコイル電流に変換するマトリックス（ハイブリッド制御マトリックス）を(13)式のように定義することができた。関与する状態量の中で大きな変化をする ψ_b, I_p 以外の状態量に対するコイル電流の変差はフィードバック電源の電流制御によって実現するほかはない。このような考え方でハイブリッドポロイダル磁界コイルを駆動する電源の基本構成を図5に示す。プラズマ電流の励起・平衡維持に必要な共通電源 V_0 とフィードバック制御用の電源 V_f に分けることができる。共通電源 V_0 の制御応答は、後者に比べてそれほど要求されないから、直流しゃ断器、ダイオード整流器などを使用する。フィードバック用の電源は正逆の電圧が必要ことからサイリスタ電源を使用する。このように、電源に要求される機能によって使い分けることにより合理的な構成となる。

8. む す び

トカマク形核融合炉において、プラズマ電流の駆動とプラズマの平衡制御を総合的に行なうハイブリッドポロイダル磁界コイル電流の制御法について考察した。トカマクの平衡は、プラズマ表面での磁束関数値 ψ を一定に保つことが条件である。このことから各コイルに流すべき電流が決定される。各コイルに流れる電流は、プラズマ電流励起に関連する部分と平衡維持に要する成分の合成されたものである。この考えを拡張して、プラズマ運転に関連するパラメータを流すべきコイル電流に対応させるハイブリッド制御マトリックスの考え方を導入した。

表 4 ポロイダル磁界コイルシステム

Table 4. System of poloidal field coil.

単能コイルシステム	ハイブリッドコイルシステム
<p>コイル本数が多く、巻きもとどし、渡り線の存在が構造を複雑にしている</p> <p>直列接続</p> <p>プラズマの制御が容易 交流器コイル→プラズマ電流 垂直磁界コイル→プラズマ位置と対応が とりやすい</p> <p>磁界パターンが固定</p> <p>コイル駆動電源に冗長性がある</p>	<p>コイル本数が少なく、コイルの構造が単純である</p> <p>並列接続</p> <p>プラズマの制御が複雑 コイルの電流とプラズマへの機能が対応していない マトリックスを使用して相互干渉を解くことができる</p> <p>磁界パターンも変化できる</p> <p>コイル巻数などで最適化すればむだのない電源構成が可能</p>

また、このようなハイブリッドポロイダル磁界コイルの駆動について、プラズマ電流の立上げ時のようにプラズマの運転方案が設定されている場合、各コイル巻数を最適化することによって合理的な電源を構成することができることを示した。ハイブリッド方式の特徴を表4にまとめる。

最後に、本研究を行なうにあたり、終始有益な御助言をいただいた当所 JT-60 第二開発室 田村早苗室長をはじめ同開発室の諸氏および理論解析研究室の常松氏に感謝いたします。

(昭和 56 年 12 月 25 日受付, 同 57 年 4 月 30 日再受付)

文 献

- (1) 嶋田・谷・田村: 電学論 A, 99, 49 (昭 54-2)
- (2) 吉川: 電学誌, 96, 879 (昭 51-10)
- (3) 小林・田村・谷: JAERI-M, No. 5898 (昭 49)
- (4) 相川・二宮・亀有・鈴木: 同上, No. 6552 (昭 51)
- (5) アルツィモヴィチ: 「閉じたプラズマ配位の平衡」, プラズマ閉込めとトカマク, 第2章 (昭 47) 東京図書
- (6) 吉川・飯吉: 「閉じ込め磁場」, 核融合入門, 第2章 (昭 47) 共立出版
- (7) Y. Suzuki: Nuclear Fusion, 14, 345 (1974)
- (8) T. Takeda & T. Tsunematsu: JAERI-M, No. 8042 (1979)
- (9) H. Ninomiya, et al.: Optimization of Currents in Field-Shaping Coils of a Non-Circular Tokamak, Proc. 8th Symp. on Engineering Problems on Fusion Research, 1, 75 (1979)
- (10) L. E. Zakharov: Nuclear Fusion, 13, 595 (1973)
- (11) V. D. Shafranov & L. E. Zakharov: ibid., 12, 599 (1972)
- (12) 竹山: 「(X) 電流による磁界」, 電磁気現象理論, p. 248 (昭 37) 丸善