エルゴディック磁気リミタ配位における トカマク周辺部の磁界構造解析

准員 玉越 富夫 (名古屋大)

准員 三宅 正之 (名古屋大)

正員 山田 裕之 (中部電力)

正員 高村 秀一 (名古屋大)

正員 奥田 孝美 (名古屋大)

1. はじめに

エルゴディック磁気リミタ (EML) はトカマクにおける不純物、プラズマ粒子および熱の制御のための新しい方法として注目されている⁽¹⁾⁻⁽³⁾。プラズマ電流による磁力線のひねりに共鳴するヘリカル磁界を外部から加え、共鳴層において磁力線のつなぎ替えによって磁気島をつくる。トーラス効果によって生じた、周辺部における一連の磁気島の重なりによって磁力線の統計的な乱れをつくり、磁気面を破壊する。周辺部のある厚さの領域を磁力線が乱雑に通り抜けるので、これはエルゴディック層と呼ばれることが多い。磁力線に沿って壁またはリミタへの粒子輸送が増大するために、そこでのプラズマ粒子のリサイクリングが増し、中性化、電離、荷電交換が頻繁に発生し、壁付近のプラズマが高密度、低温度化し、その結果プラズマと壁との相互作用が緩和される。また、スパッタリングによってリミタや壁で発生した不純物が、プラズマコア部に流入するのを阻止する遮へい効果をも有する。通常のポロイダルダイバータに比較して構造が簡単であり、コイル電流も格段に小さい点からも魅力的である。一方、最近、プラズマ周辺部の特性がコアプラズマの閉じ込めを根本的に変えることが認識され始めている。周辺プラズマの制御手段としても EML は重要な位置づけにある。

EML に関する TEXT トカマクにおける実験は、プラズマ端における電子温度の低下に基づくと考えられる金属不純物の減少を示し、その有望性が実証された⁽⁴⁾。

しかしながら、プラズマ端におけるプラズマパラメータが著しく非対称になっていることがわかってきた。例えば、プローブへのイオン飽和電流はポロダイル方向に沿って大きく変化し、空間的変調を受けていることが、TEXT の実験のみならず、著者らの実験によっても明らかにされている⁽⁵⁾⁽⁶⁾。TEXT トカマクにおける周辺部のプラズマ冷却も、プラズマ表面にわたって一様に生じているのではなく、空間構造をもっていると予想される。これらの現象を系統的に理解するには、その基礎となる磁力線の構造を正確に、かつ詳細に調べることが必須である⁽⁷⁾。EML の実験においては、プラズマの密度、温度のみならず電位をも大きく変化させる。また逆に、電界が粒子の輸送へ跳返る。この場合、EML の印加によって軸対称性を破るため、電子の非両極性輸送が重要である。これには磁力線の壁へのつながり方、例えば接続長や磁気島のでき方、統計性の度合が大きな影響を及ぼす。

更に次の点を指摘したい。EML の磁界配位は環状ヘリカル系と多くの共通点を有する。最外殻磁気面の近傍およびその外側の磁力線の構造が、EML のそれと極めて類似的である。このエルゴディック層での粒子や熱の輸送は、周辺部のプラズマの閉じ込めにとって重要であるばかりでなく、ヘリカルダイバータが成立するかどうかを決定するうえでも十分詳細な磁界計算が要請されている。

本論文では、上述のような背景の下で、EML スキームにおける磁界の空間的構造などを研究するための計算手法について述べると共に、磁界構造の特性について議論する。局所ヘリカルコイルによって摂動を受けたトカマク周辺部の磁界構造に関しては、Feneberg

Numerical Analysis on Magnetic Field Structure of Ergodic Magnetic Limiter in a Tokamak Periphery. By Tomio Tamakoshi, Associate, Masayuki Miyake, Associate (Faculty of Engineering, Nagoya University), Hiroyuki Yamada, Member (The Chubu Electric Power Co. Inc.), Shuichi Takamura, Member & Takayoshi Okuda, Member (Faculty of Engineering, Nagoya University).

玉越富夫: 准員, 名古屋大学工学部電気工学科

三宅正之: 准員, 名古屋大学工学部電気工学科

山田裕之: 正員, 中部電力(株)

高村秀一: 正員, 名古屋大学工学部電気工学科

奥田孝美: 正員, 名古屋大学工学部電気工学科

ら⁽⁸⁾が初歩的な解析を行ったのに始まる。Martinら⁽⁹⁾は、写像方程式を用いて磁力線のトポロジーを系統的に調べた。しかし、彼らは局所ヘリカルコイル形状を著しく簡略化して計算を行ったので、実際の実験との対応に関しては信頼性が乏しかった。すなわち、図1に示す局所ヘリカルコイルのトーラス方向電流素片は無限に長いとし、ポロイダル方向電流素片は無視するといった近似である。同様の手法がTEXT トカマクの場合にも適用された⁽¹⁰⁾。

本研究において、著者らはビオ・サバル方程式を用いて局所ヘリカルコイルの構造を正確に取入れた計算機コードを開発した。すなわち、トーラス方向のコイルの有限性を考慮し、ポロイダル方向のわたり導体の寄与も取入れた。トカマク平衡に関しては、同軸円筒磁気面をまず仮定した。これにより、磁力線の構造がかなり正確に記述でき、磁力線の壁へのつながり方や、壁付近での磁界の構造性が明らかにされ、また磁力線の拡散過程も詳細に検討することができる。プラズマ電流による磁界のひねりと外部ヘリカル磁界のそれとの共鳴性についても興味ある結果が得られる。

更に進んで、トカマク平衡磁界にシャフラノフの平衡解析解を用いることによって、磁気面の水平方向のシフトが取入れられ、磁気島の位置など、より正確に知ることができる⁽¹¹⁾。本論文においては、これまで不十分であったこれらの新しい観点について議論する。

2. 局所ヘリカルコイルの構造と生成される磁界

〈2・1〉 局所ヘリカルコイルの位置とその構造

著者らによって、EMLに関する研究が現在HYBTOK-II トカマク装置（大半径 $R_0=40$ cm, 小半径 $b=13$ cm, リミタ半径 $a=11$ cm）を用いて行われているので、この装置のパラメータを用いて以下、数値計算を行う。以下の結果はHYBTOK-II に特有ではなく、円形断面トカマクに等しく適用できることを注意したい。図1は1個の局所ヘリカルコイルの構造を示している。コイルのポロイダルモードを m とすると、ヘリカル磁界強度は r^{m-1} に比例するので、周辺部のみヘリカル磁界の摂動を受け、コア部への影響は十分小さい。図2の斜線で示されるように、このようなコイルがトーラスに沿って8個設置される。各コイルのトーラス方向電流素片（水平部導体）のポロイダル位置とバーの長さが図3に示される。各コイルに通電する電流の向きは、図4にま

とめられている。励起するモードによって通電パターンが異なるのであるが、コイル配置としては $m/n=6/2$ モードを効率良く励起するよう設計されているので、 $m/n=6/1$ モードの場合は後述するように $m/n=-6/1$ モードの成分も多分に励起するなどして、モードの純粋さが悪い。ここで、 n はトロイダルモード数を示す。

〈2・2〉 局所ヘリカルコイルによって生成される磁界
ここで採用される座標系を図5に示す。デカルト座標 (X, Y, Z) , 円筒座標 (R, ϕ, Z) , そしてトーラス座標 (r, θ, ϕ) 系が用いられる。 i 番目のヘリカルコイルの水平部導体の端点の座標は

$$\left. \begin{aligned} X_i^h &= r_h \cos \beta_i \\ Y_i^h &= \pm (R_0 + X_i^h) \tan 12^\circ \\ Z_i^h &= r_h \sin \beta_i \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

$$\beta_i = (i-1) 30^\circ + \theta_1 \dots\dots\dots (2)$$

$$\theta_1 = \begin{cases} +7.5^\circ & \text{for } \S 1, 5, 9 \text{ and } 13 \\ -7.5^\circ & \text{for } \S 3, 7, 11 \text{ and } 15 \end{cases} \dots\dots\dots (3)$$

図1 局所ヘリカルコイルの構造およびヘリカル磁界強度の径方向分布

Fig. 1. Structure of local helical coil and radial profile of helical field intensity.

図2 HYBTOK-II トカマク装置の平面図

Fig. 2. Top view of HYBTOK-II tokamak machine.

図 3 トロイダルコイル電流素片のポロイダル位置(a)と局所ヘリカルコイルの展開図(b)
Fig. 3. Poloidal position of toroidal current bar (a) and expanded diagram of local helical coil (b).

図 4 局所ヘリカルコイルに流れる電流の向きとモードの関係

Fig. 4. Current flow diagram for (a) $m/n=6/1$ and (b) $m/n=6/2$.

となる。ここで、 r_h は図 3 で示されているように、コイル導体の巻かれている小半径である。

ヘリカルコイルの渡り部については、 $X-Z$ 平面内にあると近似して、 $X_i^w = X_i^h$, $Y_i^w = (Y_i^h + Y_{i+1}^h)/2$, $Z_i^w = Z_i^h$ となる。以下、添字 i は省略することにする。

点 (x, y, z) から、ヘリカルコイル水平部導体の端点までの距離は、 $d_{1(2)}^h = \{(X^h - x)^2 + (\pm Y^h - y)^2 + (Z^h - z)^2\}^{1/2}$ となり、端点を見込む角度は、

$$\cos \alpha_{1(2)}^h = \frac{(l^h)^2 \pm \{(d_1^h)^2 - (d_2^h)^2\}}{2l^h d_{1(2)}^h} \dots (4)$$

となり、ヘリカルコイルの水平部導体までの垂線の長さは $d_0^h = d_1^h \sin \alpha_1^h = \{(X^h - x)^2 + (Z^h - z)^2\}^{1/2}$ と

図 5 座標系
Fig. 5. Coordinate system.

図 6 d および α の定義
Fig. 6. Definitions of d and α .

る。以上の諸量については図 6 (a) に図示されている。ヘリカルコイルの渡り部導体についても同様に $d_{1(2)}^w = \{(X_{1(2)}^w - x)^2 + (Y^w - y)^2 + (Z_{1(2)}^w - z)^2\}^{1/2}$ となり、端点を見込む角度は

$$\cos \alpha_{1(2)}^w = \frac{(l^w)^2 \pm \{(d_1^w)^2 - (d_2^w)^2\}}{2l^w d_{1(2)}^w} \dots (5)$$

である。渡り部導体への垂線の長さは $d_0^w = d_1^w \sin \alpha_1^w$ となる。以上の諸量については (b) 図に図示されている。

ヘリカル磁界の (X, Y, Z) 成分への、水平部導体の寄与は図 7 (a) を参照して、

$$B_x^h = -B^h \sin \gamma, \quad B_y^h = 0, \quad B_z^h = B^h \cos \gamma \dots (6)$$

ここで、

$$\sin \gamma = (Z^h - z)/d_0^h, \quad \cos \gamma = (X^h - x)/d_0^h \dots (7)$$

である。渡り部導体の寄与は (b) 図を参照して、

図 7 水平部電流素片および渡り部電流素片に流れる電流によって生成される磁界

Fig. 7. Magnetic field produced by horizontal or poloidal current bar.

$$\left. \begin{aligned} B_x^w &= B^w \sin \delta \cos \beta' \\ B_y^w &= B^w \cos \delta \\ B_z^w &= B^w \sin \delta \sin \beta' \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \sin \delta &= (y - Y^w) / d_0^w \\ \cos \delta &= \pm (1 - \sin^2 \delta)^{1/2} \\ \beta' &= 30^\circ (i - 0.25) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

となる。ここで、ヘリカル磁界の絶対値 B^h, B^w は、ヘリカル電流が I_h のとき

$$\begin{aligned} B^{h(w)} &= \frac{\mu_0 I_h}{4\pi d_0^{h(w)}} (\cos \alpha_1^{h(w)} + \cos \alpha_2^{h(w)}) \\ &= \frac{\mu_0 I_h (d_1^{h(w)} + d_2^{h(w)})}{8\pi l^{h(w)} d_0^{h(w)} d_1^{h(w)} d_2^{h(w)}} \\ &\quad \times \{ [l^{h(w)}]^2 - (d_1^{h(w)} - d_2^{h(w)})^2 \} \\ &\dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

表 1 ヘリカル磁界コイルの対称性

Table 1. Symmetry of magnetic field generated by local helical coils.

領 域	A コ イ ル			B コ イ ル				
	水 平 部	渡 り 部			水 平 部	渡 り 部		
	B_{x^h} B_{z^h}	B_{x^w} B_{y^w} B_{z^w}	B_{x^h} B_{z^h}	B_{x^w} B_{y^w} B_{z^w}				
I ($y < 0, z > 0$)	$B_{x_1^h}$ $B_{z_1^h}$	$B_{x_1^w}$ $B_{y_1^w}$ $B_{z_1^w}$	$B_{x_2^h}$ $-B_{z_2^h}$	$B_{x_1^w}$ $-B_{y_1^w}$ $-B_{z_1^w}$				
II ($y < 0, z < 0$)	$B_{x_2^h}$ $B_{z_2^h}$	$B_{x_2^w}$ $B_{y_2^w}$ $B_{z_2^w}$	$B_{x_1^h}$ $-B_{z_1^h}$	$B_{x_3^w}$ $-B_{y_3^w}$ $-B_{z_3^w}$				
III ($y > 0, z > 0$)	$B_{x_1^h}$ $B_{z_1^h}$	$B_{x_3^w}$ $B_{y_3^w}$ $B_{z_3^w}$	$B_{x_2^h}$ $-B_{z_2^h}$	$B_{x_2^w}$ $-B_{y_2^w}$ $-B_{z_2^w}$				
IV ($y > 0, z < 0$)	$B_{x_2^h}$ $B_{z_2^h}$	$B_{x_4^w}$ $B_{y_4^w}$ $B_{z_4^w}$	$B_{x_1^h}$ $-B_{z_1^h}$	$B_{x_1^w}$ $-B_{y_1^w}$ $-B_{z_1^w}$				

で与えられる。

最後に、トーラス座標に変換して (B_r, B_θ, B_ϕ) を得る。ただし、 B_ϕ は閉じ込め用トロイダル磁界に比較して十分小さいので、磁力線の追跡計算では無視した。

トーラスが合同な八つのセクション（各1個の局所ヘリカルコイルが巻いてある）に分けられるので、その一つについて磁界が計算されればよい。すなわち、図5に示されるように、局所ヘリカルコイルの中心を原点として $-\pi/8 \leq \phi \leq \pi/8$ の部分についてヘリカル磁界を計算して磁力線の追跡を行い、この計算を8回繰返すことでトーラス1周にわたるヘリカル磁界の値を計算した。 $\phi \approx \pm \pi/8$ ではヘリカル磁界強度は十分小さいので、考えているセクション以外の局所コイル電流の作る磁界は無視した。

$\xi 1, 5, 9, 13$ セクションに巻かれているコイルを A コイル、 $\xi 3, 7, 11, 15$ セクションに巻かれているコイルを B コイルと呼ぶ。これら二組の局所ヘリカルコイルは X 軸について軸対称であるので、A コイルのみについてヘリカル磁界を計算すれば B コイルからの磁界を改めて計算せずとも求められる。更に、ヘリカルコイルの水平部導体は XZ 面について面对称であるので、例えば $Y < 0$ の領域だけを計算すれば、 $Y > 0$ の領域の値も求められる。結局、座標の絶対値 $(|x|, |y|, |z|)$ が同じ場合、表1のような関係がある。水平部導体からの寄与は領域 I と II、渡り部導体からの寄与は領域 I, II, III, IV の磁界を計算すれば十分である。これらは表1に波線で示されてある。

以上のように、局所ヘリカルコイルの作り出す磁界を、ビオ・サバール則を使って忠実に計算するのであるが、磁力線追跡の各ステップごとにヘリカル磁界計算を行うと膨大な計算時間が必要となり、スーパーコンピュータをもってしてもあまり現実的ではない。従

って、トーラスの中をメッシュに切って各格子点のヘリカル磁界をあらかじめ求めておき、任意の点のヘリカル磁界はその点の周囲 4 格子点におけるヘリカル磁界から内挿計算して求めた。すなわち、格子点 (l, m) , $(l+1, m)$, $(l+1, m+1)$, $(l, m+1)$ で囲まれる任意の点 $(r_i \leq r \leq r_{i+1}, \theta_m \leq \theta \leq \theta_{m+1}, \phi = \phi_n)$ におけるヘリカル磁界を次式から内挿した。

$$\begin{aligned} B_{r(\theta)}(r, \theta, \phi) &= (1-s)(1-t)B_{r(\theta)}(r_i, \theta_m, \phi_n) \\ &+ s(1-t)B_{r(\theta)}(r_{i+1}, \theta_m, \phi_n) \\ &+ (1-s)tB_{r(\theta)}(r_i, \theta_{m+1}, \phi_n) \\ &+ stB_{r(\theta)}(r_{i+1}, \theta_{m+1}, \phi_n) \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

ここで、 $0 \leq (s, t) \leq 1$ を満足する s, t はそれぞれ r, θ の内分比である。

3. トカマク平衡磁界と磁力線の式

(3.1) 同心円上磁気面 (モデル 1) トロイダル磁界は $B_\phi = (R_0/R)B_{\phi 0}$ によって与えられる。平衡のためのポロイダル磁界は、次に示すように同心円上磁気面を想定するのが最も簡単化した形である。トーラス効果は $B_\theta = (R_0/R)B_{\theta 0}$ によって取入れる。

a をリミタ半径とすると、 $r < a$ に対して B_0 は

$$B_{\theta 0} = \frac{\mu_0}{2\pi r} \int_0^r 2\pi r j(r) dr \dots\dots\dots (12)$$

で与えられる。ここで、電流密度として放物線分布を仮定する。

$$j(r) = \frac{2I_p}{\pi a^2} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \dots\dots\dots (13)$$

$r \geq a$ の領域にはプラズマ電流が流れないとし、

$$B_{\theta 0} = \mu_0 I_p / 2\pi r \dots\dots\dots (14)$$

である。このモデルは磁力線が乱雑化してゆく様子や磁力線の拡散過程を調べるには都合が良く、極めて有用である。しかし、ポロイダル面上における磁気島の位置を、このコードによって正確に知ることができない。なぜなら、プラズマ圧力効果に基づく磁気面のシャフラノフシフトが考慮されていないからである。

(3.2) シャフラノフの平衡解析解 (モデル 2)

周辺部に外部ヘリカル磁界が加えられ、平衡が崩されるので、厳密にはトカマク平衡解は使えない。しかし、周辺部におけるポロイダル磁界は、摂動の小さい内部のプラズマ電流の寄与の積分された結果であるので、周辺部の磁界にもトカマク平衡解の結果を用いる近似は許されるであろう。

シャフラノフによって与えられた磁束関数は次式のように書かれる⁽¹²⁾。

$$\begin{aligned} \Psi &= \frac{\mu_0 I_p R_0}{2\pi} \left(\ln \frac{8R_0}{r} - 2 \right) \\ &- \frac{\mu_0 I_p}{4\pi} \left\{ \ln \frac{r}{a} + \left(A + \frac{1}{2} \right) \left(1 - \frac{a^2}{r^2} \right) \right\} \\ &\times r \cos \theta \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

ここで、 A はポロイダルベータ β_p とプラズマ柱の内部インダクタンス L_i を用いて $A = \beta_p + (L_i/2) - 1$ で与えられる。磁束関数を使うと、平衡磁界の径方向成分とポロイダル方向成分は次式で決められる。

$$RB_r = -\partial \Psi / \partial \theta, \quad RB_\theta = \partial \Psi / \partial r \dots\dots (16)$$

すなわち、

$$B_r = -\frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_0} \left\{ \ln \frac{r}{a} + \left(A + \frac{1}{2} \right) \left(1 - \frac{a^2}{r^2} \right) \right\} \sin \theta \dots\dots\dots (17)$$

$$\begin{aligned} B_\theta &= -\frac{\mu_0 I_p}{2\pi r} - \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_0} \left\{ \ln \frac{r}{a} - 1 \right. \\ &\left. + \left(A + \frac{1}{2} \right) \left(1 - \frac{a^2}{r^2} \right) \right\} \cos \theta \dots\dots (18) \end{aligned}$$

この定式化の下では、容器中心からの磁気面中心のずれ、いわゆるシャフラノフシフトは次式で与えられる。

$$\Delta(r) = -\frac{r^2}{2R_0} \left\{ \ln \frac{r}{a} + \left(A + \frac{1}{2} \right) \left(1 - \frac{a^2}{r^2} \right) \right\} \dots\dots\dots (19)$$

当然、 $\Delta(a) = 0$ 、であり、磁気軸のシフト量は $\Delta(0) = (a^2/2R_0)(A+1/2)$ で与えられる。

(3.3) 磁力線の方程式 磁力線を表す微分方程式は

$$dr/d\phi = RB_r/B_\phi, \quad d\theta/d\phi = RB_\theta/RB_\phi \dots\dots\dots (20)$$

で表される。(11)式で得られたヘリカル磁界を(17)、(18)式のトカマク平衡磁界およびトロイダル磁界に加え、上記磁力線の方程式をルンゲ・クッタ法を用いて、トーラス方向に磁力線を追跡する形で解いた。

4. 計算結果

(4.1) モデル 1 の結果 トーラス方向に周回しながら磁力線をたどってゆくとき、あるポロイダル断面を磁力線が貫通する点をプロットしたのが図 8 である。ポロイダル断面としては、実験においてラングミュアプローブなどで二次元的にプラズマパラメータの変化などを測定する、図 2 で示される二次元観測ポートを選んだ。磁力線の追跡方向は、同図で右回りである。以下、すべての場合においてトロイダル磁界 B_i

(a) $I_h=100A$ (b) $I_h=300A$
(c) $I_h=600A$ (d) $I_h=1000A$
ポロイダル角に対して展開した形で示されている。
 $I_p = -15 \text{ kA (CW)}$, $B_t = 0.4 \text{ T}$

図 8 プラズマ電流によるポロイダル磁界と外部ヘリカル磁界のひねりが共鳴する場合の $m/n=6/2$ モードに対する磁力線の貫通パターン

Fig 8. Puncture plots of magnetic field lines for $m/n=6/2$ when the rotation of poloidal field due to plasma current has the same direction as that of helical field due to local helical coil.

は 0.4 T , リミタ半径 a は 11 cm とした。磁力線は小半径 $r=7.5 \sim 12.5 \text{ cm}$ まで 5 mm ごとに (11 本), 各 r についてポロイダル角 $\theta=0 \sim 324^\circ$ まで 36° ごとに (10 本), 各点から出発させ, トーラスに沿って 100 回周回させた。磁力線がトーラスを 100 周する前に真空容器壁に衝突した場合は, そこで計算を打切った。図 8 は $I_p = -15 \text{ kA}$ で, ヘリカルコイルのモードは $m/n=6/2$ の場合である。プラズマ電流による磁力線のひねりと, ヘリカル磁界のひねりが共鳴し, ヘリカルコイル電流の最も小さい (a) 図からわかるように, $r=8.5 \text{ cm}$ に $m=6$ の主モード磁気島があり, トーラス効果で生み出された $m=7, 8, 9$ そして 10 の側帯波モードの磁気島が $r=10.0, 10.7, 11.5$ そして 12.0 cm にそれぞれ観測される。これらの点で安全係数 q はそれぞれ $3.5, 4, 4.5$, そして 5 になっている。(b) ~ (d) 図のように, 順次ヘリカルコイル電流を大きく

してゆくと, 壁に近い高次の磁気島が相互に重なり合い統計化してゆくの観測される。一方, コイル電流が大きい場合に, 容器壁付近で点がない領域と密集している領域とが, くさび状になって交互に現れているのがわかる。点のない領域から出発した磁力線はすぐに壁に行ってしまう。つまり, 壁への接続長が短いことを意味している。いまの場合, 6 個のヘリカル導体による磁気リミタ構造になっているのがわかる。このように, 壁からある距離離れた領域では磁気島の重なりで磁力線がカオス化してゆくと同時に, 壁近傍では上述のような構造的性が現れることに注意しなければならない。

さて, プラズマ電流の向きを逆転すると, ヘリカル磁界のひねりの向きと, プラズマ電流による磁界のひねりの向きが反対になり, 共鳴が得られない。このような場合に相当する磁力線の貫通パターンを図 9 に示す。壁に近い磁気面でも, わずかに波うちが見られる程度の振動を受けているにすぎない。このように, HYBTOK-II の局所ヘリカルコイルはトーラスに沿って対称性良く配置され, $m/n=6/2$ を効率良く生成し, 他の寄生モード生成が少ないことが理解される。

図 4 に示したように, 元来 $m/n=6/2$ モードを励起するように配置された局所ヘリカルコイルの電流の向きを調整することにより, $m/n=6/1$ モードを作り出すことも可能である。安全係数を 6 近くに選ぶため, プラズマ電流は図 8 の場合のほぼ半分を選ぶ。 $m/n=6/2$ の場合と異なり, プラズマ電流の向きを逆にして, 主モードに対する非共鳴状態をつくっても, ここでは

(a) $I_h=300A$ (b) $I_h=600A$
 $I_p = +15 \text{ kA (CCW)}$, $B_t = 0.4 \text{ T}$

図 9 プラズマ電流によるポロイダル磁界と外部ヘリカル磁界のひねりが非共鳴の場合の $m/n=6/2$ モードに対する磁力線の貫通パターン

Fig 9. Puncture plots of magnetic field lines for $m/n=6/2$ when the rotation of poloidal field due to plasma current has the opposite direction to that of helical field due to local helical coil.

示されないが、磁気面の破壊がかなり見られる。すなわち、生成されるモードの純粋さに乏しいといえる。

さて、以上のような複雑な磁界構造を定量的に表現するにはいかにしたらよいであろうか。カオスの研究分野では、リャプノフ指数を用いてその乱雑さの度合を表現する指標にしている。一方、このような統計性磁気面の場合に、磁力線の拡散係数を求め、プラズマ粒子はこの磁力線に沿って動くとして、粒子の径方向の拡散係数を磁力線の拡散係数から求めるという手法がこれまで用いられてきている⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。しかし、著者らは原点に立ち戻って、このような磁力線の振舞いが拡散係数という単純な形で記述できるのかどうかという点から考察するために、ある場所から出発した磁力線がどのように広がってゆくかを調べた。図 10 において、横軸はトーラス周回数であり、磁力線に沿った長さ に比例する。縦軸は出発点の半径からの径方向のずれの 2 乗を、同一半径上種々のポロイダル位置から出発した磁力線にわたって平均した値、すなわち磁力線の広がり具合を示したグラフである。グラフの曲線の傾きが 1 である場合、すなわち変位の 2 乗平均が磁力線に沿った追跡距離に比例するならば、磁力線が拡散的に広がっており、拡散係数で記述するのが妥当であるといえる。しかし、同図に示されるように必ずしもそうではなく、傾きはもう少し大きい場合が多いようである。これは、磁力線の相関が磁力線に沿った長さ（時間）に対して、指数関数的に減衰せずにはべき乗で減衰するために、長時間相関が現れることと関係し

パラメータは初期位置、10 個の異なるポロイダル位置に対して平均

図 10 トーラス周回数に対する磁力線の径方向移動距離の 2 乗

Fig. 10. Magnetic diffusion process shown by radial excursion squared of field lines with respect to the toroidal turn taking the start position as a parameter.

ているようである⁽¹⁵⁾。すなわち、磁力線の動きはフラクタルになっていることを想像させる⁽¹⁶⁾。しかし、この興味深い点については別途詳細に検討する必要がある。

〈4.2〉 モデル 2 の結果 モデル 2 ではトカマク平衡に関する解析解を用いているので、シャフラノフシフトが考慮されることになる。図 11 (a) に HYBTOK-II の場合の磁気面の例を示す。実験条件に合わせて $A = -0.74$ とした。リミタ半径は $a = 11$ cm であり、トロイダル磁界は $B_t = 0.4$ T である。リミタ内側の磁気面がトーラス対称軸に関して外側方向にシフトしているのがわかる。局所ヘリカルコイルのモード数 $m/n = 6/2$ の場合の磁力線の貫通パターンを (b) ~ (d) 図に示す。例えば、図 8 (a) と図 11 (b) あるいは図 8 (b) と図 11 (c) を比較することにより、磁気島の形や位置が異なっているのが見てとれる。実験結果の考察には、実験で求められた A の値に応じてモデル 2 で計算した結果を使うのが最も妥当であると考えられる。

$I_p = 15$ kA, $B_t = 0.4$ T

図 11 シャフラノフ平衡解に基づく $m/n = 6/2$ モードに対する磁力線の貫通パターン

Fig. 11. Puncture plot of magnetic field lines for $m/n = 6/2$, taking into account of Shafranov equilibrium shift.

5. 終 り に

局所ヘリカルコイルの形状をできる限り正確に入力して、その作り出すヘリカル磁界を計算し、磁力線を追跡する計算機コードの開発を行った。トカマク平衡磁界に関しては同心円状磁気面を仮定する簡単な扱いと、シャフラノフシフトを考慮した、より現実に近い取扱いの二つの場合について、磁力線の貫通パターンを求めた。磁気島の重なりで磁力線が統計化することが確認されると同時に、ヘリカルコイル電流の強い場合には、壁近傍で磁力線の壁へのつながり方に構造的な現れを指摘した。単純化したモデルでは磁力線の拡散過程が調べられた。この結果は、磁力線の振舞いは単純な拡散過程では表しきれないことを示した。最終的モデルは、実験と対比する場合に適切であると考えている。

著者らは、トカマク平衡解の取入れ方について議論していただいたテキサス大学オースチン校核融合研究センター Dr. S. C. McCool と Dr. A. J. Wootton に感謝します。本研究は文部省科学研究費（核融合特別研究、課題番号 62050023）の援助を受けて行われた。（昭和 63 年 4 月 11 日受付、同 63 年 7 月 28 日再受付）

文 献

- (1) A. Samain, A. Grosman & W. Feneberg: "An Ergodic Divertor for Tore Supra", *J. Nucl. Mater.*, **111 & 112**, 408 (1982)
- (2) J. S. deGrassie, N. Ohya, N. H. Brooks & the TEXT Group: "Ergodic Magnetic Limiter Experiments on TEXT with 7/3 Resonance", *J. Nucl. Mater.*, **128 & 129**, 226 (1984)
- (3) N. Ohya, J. S. deGrassie, N. Brooks, T. Taylor, H. Ikezi & the TEXT Group: "Ergodic Magnetic Layer Experiment", *Nucl. Fusion*, **25**, 1684 (1985)
- (4) A. J. Wootton, R. D. Bengston, J. A. Boedo, R. V. Bravenec, K. L. Empson, et al.: "Particle and Thermal Transport and Resonant Field Experiments in TEXT", Proc. 11th Int. Conf. Plasma Phys. & Controlled Nucl. Fusion Res. Kyoto, Japan, 1986 (International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, 1987), Vol. 1, p. 187
- (5) S. Takamura, N. Ohnishi, H. Yamada & T. Okuda: "Electric and Magnetic Structure of an Edge Plasma in a Tokamak with a Helical Magnetic Limiter", *Phys. Fluids*, **30**, 144 (1987)
- (6) S. Takamura, H. Yamada & T. Okuda: "Control of Tokamak Edge Plasma by Static and Rotating Helical Magnetic Limiters", *Nucl. Fusion*, **28**, 183 (1988)
- (7) 高村・大西・山田・奥田:「外部ヘリカル磁場によるエルゴディック磁気リミタの形成」, 核融合研究, **55**, 420 (昭 61)
- (8) W. Feneberg & G. H. Wolf: "A Helical Magnetic Limiter for Boundary Layer Control in Large Tokamaks", *Nucl. Fusion*, **21**, 669 (1981)
- (9) T. J. Martin & J. B. Taylor: "Ergodic Behavior in a Magnetic Limiter", *Plasma Phys. & Controlled Fusion*, **26**, 321 (1984)
- (10) X. Y. Yu & J. S. deGrassie: "Mapping Techniques for the GA Ergodic Magnetic Limiter Experiment on TEXT", Report of Fusion Research Center, The University of Texas, FRC #292 (1986)
- (11) S. Takamura, H. Yamada, S. C. McCool & A. J. Wootton: "Computer Code for Field Line Tracing on TEXT Ergodic Magnetic Limiter", *ibid.*, FRC #298 (1987)
- (12) 宮本: 核融合のためのプラズマ物理, p. 162 (昭 51) 岩波書店
- (13) A. B. Rechester & M. N. Rosenbluth: "Electron Heat Transport in a Tokamak with Destroyed Magnetic Surfaces", *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 38 (1978)
- (14) T. H. Stix: "Plasma Transport across a Braided Magnetic Field", *Nucl. Fusion*, **18**, 353 (1978)
- (15) 羽鳥:「プラズマにおけるカオス現象」, 核融合研究, **58**, 439 (昭 62)
- (16) 高安: フラクタル, p. 21 (昭 61) 朝倉書店