「直線型ヘリカルヘリオトロン磁場の解析」*

京大工⁺ 松田 慎三郎^{**}

毛利 明博^{***}

(44年7月5日 受理)

Synopsis

An average minimum magnetic field with inner conductors for plasma confinement can be generated when current carrying helical conductors are placed in a uniform magnetic field. The helical currents are axially uni-directional and the axial field component produced by the currents is inverse to the uniform field near the axis. Inside the conductors, this axial component diminishes the uniform field, so that an average minimum field can be realized.

This magnetic field has both properties of multipole field and the Heliotron P field (multi-ring system+uniform field). When the pitch of the helical conductors is large compared with its radius, the properties of the multipole field dominates, whereas the field with short pitch is like the Heliotron P

* Analysis of the Linear Helical Heliotron Field
Plasma Physics Laboratory, Faculty of Engineering,
Kyoto University, Kyoto

** Shinzaburo MATSUDA Present address: Thermonuclear Fusion
Laboratory, Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki

*** Akihiro MOHRI

field. The magnetic field is examined for linear configurations. The helical currents are expressed by the Fourier expansion, and potentials $U = -\int dl/B$ and $-\int dl$ are computed by a digital computer. The ratio of the helical field on the axis to the uniform field is used as a parameter of the field configuration. It becomes evident that at appropriate values of the parameter closed magnetic surfaces appear near the axis and very deep potential wells are formed. The rotational transform is also very large.

§ 1 緒 言

既にわれわれはいわゆるマルチポール磁場とは異なった磁場配位をもつ内部導体系平均極小磁場であるヘリオトロン-P磁場の解析および直線型ヘリオトロン-Pによる基礎実験の結果を報告した。^{1),2)} 本論文ではヘリカル導体を内部導体として持つ平均極小磁場であるヘリカルヘリオトロン磁場についての解析した結果を報告する。ヘリカルヘリオトロン磁場は一樣磁場またはトーラス磁場の真空容器の中にヘリカル導体を沈め、これにヘリカル電流を流し、その向きはヘリカル電流によってつくられる中心軸上の磁場の軸方向成分が外部から励起する一樣磁場を打消すようにし、軸近傍の磁場の強さを弱めることによって平均極小化しようとするものである。プラズマはヘリカル導体の近傍とその内部に捕捉される。この意味ではこの磁場配位は絶対極小磁場であるように考えられるが、磁力線はマルチポール磁場のように単純ではない。例えばある磁力線は導体に巻き付くような形でその近くに常に存在し、またある磁力線は中心軸の近くのみ、あるものはヘリカル導体の外側だけにある。したがってこの磁場のもつ性質を調べる為には磁力線と磁場の強さを更に詳しく調べる為には磁力線と磁場の強さを更に詳しく調べ、ポテンシャル井戸の形に言及しなければならない。

この配位の磁場のもつ特徴はマルチポールとヘリオトロン-P磁場の両方の性質を兼ね備えているということである。ヘリカル導体のピッチが内径に比べて大きいときはマルチポール磁場の性質が優越する。

この配位の磁場の解析の第一段階として問題を無限長直線型のものに限定し、最後にトーラス型にした場合に起り得る問題について言及する。磁場の表示はヘリカルシート電流を円筒内面上でフーリエ展開することによって求め、磁気ポテンシャル $U = -\oint \frac{dl}{B}$ および $V = -\oint dl$ はこれらの表示を用いて計算機で求めた。ヘリカル導体のピッチ L と半径 a の比 L/a および軸上でのヘリカル磁場の強さ B_H と一樣磁場の強さ B_0 の比 B_H/B_0 をパラメータとしたとき、適当なこれらの値に対して軸近傍に閉じた磁気面が現われ、このポテンシャル井戸は極めて深いものとなることが示された。

また極めて大きい回転変換角が得られた。

§ 2 直線型ヘリカルヘリオトロン磁場の表示

円筒座標系 (ρ, θ, Z) を用いる。 Z 軸に平行な一樣磁場は半径 b の無限長ソレノイドコイルによってつくられたものとする。 N 本のヘリカル導体は θ 方向に互に同じ角度をなして配置され、

おのおの同じ方向に同じ大きさの電流を流す。第1図に $N=2$ の場合の様子を示す。

Fig. 1

Fig. 1 Helical Heliotron Field of $l=2$ type.
Magnetic surface is also shown under the condition
that $-1 < B_H / B_0 < 0$.

いまこの磁場の表式をフーリエ展開の方法で求める。ヘリカル電流は $\rho = a$ の円筒面上を流れる線電流であると仮定する。この線電流はデラックのデルタ関数で表わされ、これは θ と Z に関して2重フーリエ級数に展開してヘリカルシート電流の無限和として表わされる。これらのシート電流の和の θ および Z 成分は各々次のように表わされる。

$$K_{\theta} = \frac{INk}{\pi} \left[\frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \cos n N(kZ - \theta) \right] \quad (1)$$

$$K_Z = \frac{IN}{\pi a} \left[\frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \cos n N(kZ - \theta) \right] \quad (2)$$

ここで N はヘリカル導体の数、 I はその中に流れる電流の大きさ、 k は $k = \frac{2\pi}{L}$ の関係で与えられる波数である。($L = 1$ 本のヘリカル導体の Z 方向の1ピッチの長さである。)

また他の2つの量 K_0 、 K_H を導入する。 K_0 は $r = b$ 上に流れる一様磁場コイルの電流密度を表わし、 K_H は次の関係によって与えられる。

$$K_H \equiv \frac{\mu_0 I N}{2 \pi a} k a \quad (3)$$

真空磁場のスカラーポテンシャル ϕ は $0 < \rho < a$ (領域Ⅰ), $a < \rho < b$ (領域Ⅱ), $\rho > b$ (領域Ⅲ) の各領域においてラプラス方程式

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (4)$$

を満足する。

この方程式の一般解は

$$\begin{aligned} \phi = & e \log \rho + b \theta + d Z + \sum_{\nu=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[G_{n\nu} \cos(\nu k Z + n \theta) + H_{n\nu} \cos(\nu k Z - n \theta) \right. \\ & \left. + K_{n\nu} \sin(\nu k Z + n \theta) + Q_{n\nu} \sin(\nu k Z - n \theta) \right] \times [A_n I_n(\nu k \rho) + B_n K_n(\nu k \rho)] \end{aligned} \quad (5)$$

となる。ここで I_n, K_n はそれぞれ第1種, 第2種の変形されたベッセル関数である。(5)式の積分定数は次に示す境界条件と $\rho \rightarrow \infty, \rho \rightarrow 0$ での発散項を捨てることによって決定される。

$$\left. \begin{aligned} B_{\rho}^{\text{II}} - B_{\rho}^{\text{I}} &= 0 \\ B_{\theta}^{\text{II}} - B_{\theta}^{\text{I}} &= \mu_0 K_Z \\ B_Z^{\text{II}} - B_Z^{\text{I}} &= -\mu_0 K_{\theta} \end{aligned} \right\} \quad \rho = a \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} B_{\rho}^{\text{III}} - B_{\rho}^{\text{II}} &= 0 \\ B_{\theta}^{\text{III}} - B_{\theta}^{\text{II}} &= 0 \\ B_Z^{\text{III}} - B_Z^{\text{II}} &= -\mu_0 K_0 \end{aligned} \right\} \quad \rho = b \quad (7)$$

ここで右肩につけたアラビア数字は先に述べたように境界面 $\rho = a$ および $\rho = b$ によって囲まれた各領域を表わすものである。簡単な計算の後, 各領域のスカラーポテンシャルと磁場の ρ, θ, Z 成分は次のように表わされる。

(領域Ⅰ) $0 \leq \rho \leq a$

$$\phi^I = \mu_0 (K_H + K_O) Z - 2\mu_0 K_H^a \sum_{n=1} K'_{nN}(nNka) I_{nN}(nNk\rho) \sin nN(KZ - \theta) \quad (8)$$

$$B_\rho^I = -2\mu_0 K_H \sum_{n=1} nNka K'_{nN}(nNka) I'_{nN}(nNk\rho) \sin nN(kZ - \theta) \quad (9)$$

$$B_\theta^I = 2\mu_0 K_H \sum_{n=1} nN \frac{a}{\rho} K'_{nN}(nNka) I_{nN}(nNk\rho) \cos nN(kZ - \theta) \quad (10)$$

$$B_Z^I = \mu_0 (K_H + K_O) - 2\mu_0 K_H \sum_{n=1} nNka K'_{nN}(nNka) I_{nN}(nNk\rho) \cos nN(KZ - \theta) \quad (11)$$

(領域Ⅱ) $a \leq \rho \leq b$

$$\phi^{II} = \mu_0 K_H^a \theta + \mu_0 K_O Z - 2\mu_0 K_H^a \sum_{n=1} I'_{nN}(nNka) K_{nN}(nNk\rho) \sin nN(KZ - \theta) \quad (12)$$

$$B_\rho^{II} = -2\mu_0 K_H \sum_{n=1} nNka I'_{nN}(nNka) K'_{nN}(nNk\rho) \sin nN(KZ - \theta) \quad (13)$$

$$B_\theta^{II} = \mu_0 K_H \frac{a}{\rho} + 2\mu_0 K_H \sum_{n=1} nN \frac{a}{\rho} I'_{nN}(nNka) K_{nN}(nNk\rho) \cos nN(KZ - \theta) \quad (14)$$

$$B_Z^{II} = \mu_0 K_O - 2\mu_0 K_H \sum_{n=1} nNka I'_{nN}(nNka) K_{nN}(nNk\rho) \cos nN(KZ - \theta) \quad (15)$$

(領域Ⅲ) $b \leq \rho$

$$\phi^{III} = \mu_0 K_H^a \theta - 2\mu_0 K_H^a \sum_{n=1} I'_{nN}(nNka) K_{nN}(nNk\rho) \sin nN(KZ - \theta) \quad (16)$$

$$B_\rho^{III} = -2\mu_0 K_H \sum_{n=1} nNka I'_{nN}(nNka) K'_{nN}(nNk\rho) \sin nN(KZ - \theta) \quad (17)$$

$$B_\theta^{III} = \mu_0 K_H \frac{a}{\rho} + 2\mu_0 K_H \sum_{n=1} nN \frac{a}{\rho} I'_{nN}(nNka) K_{nN}(nNk\rho) \cos nN(KZ - \theta) \quad (18)$$

$$B_Z^{\text{III}} = -2\mu_0 K_H \sum_{n=1} n N k a I'_{nN} (n N k a) K_{nN} (n N k \rho) \cos nN (KZ - \theta) \quad (19)$$

磁気ポテンシャル $U = -\oint \frac{dl}{B}$, $V = -\oint dl$ を計算するために距離を a , 磁場の強さを $\mu_0 K_0$ で正規化し, 正規化した無次元量 r, η, λ, B^* を導入する。

$$K_H^* = \frac{K_H}{k a} , \frac{\rho}{a} = r , \frac{Z}{a} = \eta , \frac{L}{a} = \lambda , B^* = \frac{B}{\mu_0 K_0} \quad (20)$$

ヘリカル導体の数が2本の場合に問題を限ると

(領域 I)

$$B_r^* = -\frac{16\pi^2 K_H^*}{\lambda^2 K_0} \sum_{n=1} n K'_{2n} \left(\frac{4\pi n}{\lambda} \right) I'_{2n} \left(\frac{4\pi n}{\lambda} r \right) \sin 2n \left(\frac{2\pi\eta}{\lambda} - \theta \right) \quad (21)$$

$$B_\theta^* = \frac{8\pi K_H^*}{K_0 r \lambda} \sum_{n=1} n K'_{2n} \left(\frac{4\pi n}{\lambda} \right) I_{2n} \left(\frac{4\pi n}{\lambda} r \right) \cos 2n \left(\frac{2\pi\eta}{\lambda} - \theta \right) \quad (22)$$

$$B_Z^* = 1 + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{K_H^*}{K_0} - \frac{16\pi^2 K_H^*}{\lambda^2 K_0} \sum_{n=1} n K'_{2n} \left(\frac{4\pi n}{\lambda} \right) I_{2n} \left(\frac{4\pi n}{\lambda} r \right) \times \cos 2n \left(\frac{2\pi\eta}{\lambda} - \theta \right) \quad (23)$$

(領域 II)

$$B_r^* = -\frac{16\pi^2 K_H^*}{\lambda^2 K_0} \sum_{n=1} n I'_{2n} \left(\frac{4\pi n}{\lambda} \right) K'_{2n} \left(\frac{4\pi n}{\lambda} r \right) \sin 2n \left(\frac{2\pi\eta}{\lambda} - \theta \right) \quad (24)$$

$$B_\theta^* = \frac{1}{r} \frac{K_H^*}{K_0} + \frac{8\pi}{r \lambda} \frac{K_H^*}{K_0} \sum_{n=1} n I_{2n} \left(\frac{4\pi n}{\lambda} \right) K_{2n} \left(\frac{4\pi n}{\lambda} r \right) \cos 2n \left(\frac{2\pi\eta}{\lambda} - \theta \right) \quad (25)$$

$$B_Z^* = 1 - \frac{16\pi^2 K_H^*}{\lambda^2 K_0} \sum_{n=1} n I'_{2n} \left(\frac{4\pi n}{\lambda} \right) K_{2n} \left(\frac{4\pi n}{\lambda} r \right) \cos 2n \left(\frac{2\pi\eta}{\lambda} - \theta \right) \quad (26)$$

となる。

§3 磁 埃 面

§2 で得られた磁場の表式より明らかなように磁場のヘリカル成分は $kZ - \theta = \text{一定}$ のときその大きさを変えない (ヘリカル不変性)。このことは Z 軸に垂直な断面では、ヘリカル導体との相対的な位置関係に於て磁束密度のベクトルの向きと大きさの状態は他の断面におけるそれと全く同じであることを意味する。磁力線はヘリカル導体と同じピッチでひねられた磁気面をエルゴード的に織りなす。円筒座標系での正規化した磁力線の方程式は

$$\frac{dr}{B_r^*} = \frac{r d\theta}{B_\theta^*} = \frac{d\eta}{B_Z^*} \quad (27)$$

であってその線要素は

$$\Delta l = \sqrt{(\Delta r)^2 + r^2 (\Delta \theta)^2 + (\Delta \eta)^2} \quad (28)$$

で表わされる。逐次近似法を用いて磁力線を追跡させる。計算機による計算の際に線要素の長さを $a/50$ により、フーリエ級数の最初の3項のみを考慮し他の項は無視した。

この場合電流の分布は第2図に示したものとなる。図中 θ 方向の長さを真直ぐに延ばして横軸にとってある。大きい山がヘリカル導体の位置にあたる。得られた磁気面の例を第3図に示す。ヘリ

Fig. 2

CURRENT DISTRIBUTION

Fig. 2 Azimuthal distribution of sheet current at $r=a$ when the first three terms of the Fourier series are taken into account.

Fig. 3-1

Magnetic surface for $L/a=2.0$

Fig. 3 Magnetic surfaces for various pitch lengths of the helical conductor. The pitch length is normalized by the radius of the helical conductor a . The helical current is expressed by the ratio of the magnetic field on the axis, produced by the helical currents, B_H to the uniform magnetic field B_0 : $G=B_H / B_0$.

Magnetic surfaces for $L/a=4.0$

Fig. 3-2

「直線型ヘリカルヘリオトロン磁場の解析」

Magnetic surface for $L/a = 8.0$

Fig. 3-3

カル導体の幾何学的大きさを表わすパラメータ $\frac{L}{a}$ が 8.0, 4.0, 2.0 の各場合について, ヘリカル磁場と一様磁場の軸上の強さの比 $\frac{B_H}{B_O}$ をパラメータにとってその変化の様子を示す。ここで $\frac{B_H}{B_O}$ と $\frac{K_H^*}{K_O}$ とは (23) 式から $\frac{B_H}{B_O} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{K_H^*}{K_O}$ によって関係づけられる。

磁気面は $\frac{L}{a} = 12.0, 8.0, 4.0, 3.0, 2.0$ の各場合について求めた。磁気面の形は磁力線を追跡してヘリカル導体に対する相対的位置を各点に対して求め、それを一つの断面 ($Z = C_0$) 上に射影して求めた。この方法によると実際の空間で Z 軸に沿って真直ぐな磁力線でもヘリカル導体のほうが軸のまわりに回転している為に丸い磁気面上に存在することになる。

第3図から判ることを要約すると、まず $\frac{L}{a}$ を一定に保つとき、絶対値 $|\frac{B_H}{B_O}|$ を1より大きくするとヘリカル磁場の効果が優越し、領域Iに於て中心を Z 軸上に、短軸2本のヘリカル導体を含む方向(今後この方向を C 軸方向と呼ぶことにする)にもつ楕円形をした磁気面が現われる。このような磁気面の領域を内部領域と名付ける。

$\frac{L}{a}$ が小さいとこのような内部領域は容易につくられる。しかし $\frac{L}{a}$ が大きいと quadrupole の性質が優越し、そのような磁気面は $|\frac{B_H}{B_O}|$ が十分大きくないと現われない。

$|\frac{B_H}{B_O}|$ を小さくして1に近づけるとこの領域は狭くなる。これに反して一本の導体を囲む磁気面の領域 (C 領域と名付ける) は大きくなる。これは外部磁場を相対的に強くしてヘリカル磁場の Z 成分を打消し、その結果 ρ, θ 成分の効果が残りの Z 成分の効果よりも強くなるためである。

$|\frac{B_H}{B_O}| = 1$ のとき Z 軸上の磁場の Z 成分は零である。即ち、 Z 軸は中性線となっている。

$|\frac{B_H}{B_O}|$ を1より小さくすると今度は Z 軸に中心を持ち C 軸上に長軸をもつ楕円形の磁気面が現われる。

更に $|\frac{B_H}{B_O}|$ を小さくすると内部領域の磁気面は次第に円形に近づく。このときこの領域の磁力線は Z 軸に沿って殆んど真直ぐでありヘリカル磁場による回転変換角は小さい。

$|\frac{B_H}{B_O}| \rightarrow 0$ の極限では内部領域の磁気面は同心円となる。

§ 4 ポテンシャル $-\oint \frac{dl}{B}$, $-\oint dl$

交換不安定性に対する2つの安定判別の基準となるポテンシャル $-\oint \frac{dl}{B}$, $-\oint dl$ を求める。前者はラーマ半径無限小の極限におけるポテンシャルであり、後者は無限大の極限におけるそれである。これらのポテンシャルは $Z = 0$ の断面内で C 軸上から出発して磁力線を追跡し、“磁気面の一周期”にわたって線積分した値をもとにして求めた。ここで“磁気面の一周期”とは前章で述べ

「直線型ヘリカルヘリオトロン磁場の解析」

た磁気面を求めるさいに磁力線がC軸上の初期値から出発して一まわりしてもとの位置(導体に対して相対的に)戻ってくるまでを意味する。このとき磁力線が“一周期”進む間にZ軸に沿って進む距離 $\oint dl$ は一定ではなく初期値の関数となる。特に $\oint dl$ の違いは磁力線にshearがあると起きる。交換不安定性はこのような配位ではZ軸方向の代表的な長さ L_0 について起ると考えるべきであるから、ここで L_0 について平均化したポテンシャルを用いた。

(A) 最初に $-\oint \frac{dl}{B}$ を調べる。ここで次の平均化したポテンシャルを導入する。

$$U = -\overline{\oint \frac{dl}{B}} \equiv -L_0 \cdot \frac{\oint \frac{dl}{B}}{\oint dl} \quad (29)$$

ここに積分 $\oint$ は磁気面の一周期について行なう。仮に線積分を一周期以上続けたとしても $\oint \frac{dl}{B}$ は第4図に示したように周期的に規則正しく増加する。図中で2つの異なる初期値に対する $\oint dl$ が異なることを示している。平均ポテンシャルを導入する理由はここにある。

$\oint \frac{dl}{B}$ は“周期的”に増大するため平均の傾きは $\oint \frac{dl}{B} / \oint dl$ となる。Z軸方向に L_0 の長さの2つの磁束の交換が行なわれることに対する(29)式で与えられるポテンシャルは一般の閉じた磁力線(例えばマルチポール)の場合のポテンシャル $U = \oint \frac{dl}{B}$ に対応している。

Fig. 4 Dependence of $\int dl/B$ on $\int dl$ for different initial positions of the integrals.

C領域では磁力線は強く導体に巻き付いており、磁気面の一周期の間にZ方向へは殆んど進まない。即ち $\oint dz \approx 0$ である。このような配置はむしろマルチポールの性質が強く出ているからであり、ポテンシャルとしては (29) 式で与えられるものよりむしろ $-\oint \frac{dl}{B}$ そのものを用いるべきであるからC領域では $U = -\oint \frac{dl}{B}$ とした。したがってC領域のポテンシャルと他の領域のポテンシャルの絶対値を比較することはできないけれども、われわれの興味あるものはUの傾きである。明らかにC領域では導体に向かって $\nabla p \cdot \nabla U < 0$ であり、フルート不安定性は起り得ない。求めたポテンシャルのうち $\frac{L}{a}$ が 2.0, 4.0, 8.0 の場合の例を第5図に示す。横軸は磁力線の初期値 (C軸上) を表わし、 $r = 1$ は導体の位置、 $r = 0$ は容器の中心である。縦軸はポテンシャルを示す。

これらの図から次のことが明らかとなった。

$\frac{B_H}{B_0}$ が適当な値をとると内部領域は非常に深いポテンシャル井戸となり、プラズマ閉じ込めに極めて有効である。 $\frac{L}{a}$ が大きいと quadrupole の性質が強くなり、深いポテンシャル井戸は出来

Fig. 5-1

Fig. 5-2

Fig. 5 Potential $U = -\oint dl/B$ for various G and L/a .

「直線型ヘリカルヘリオトロン磁場の解析」

にくい。しかし $\frac{L}{a}$ が小さいと深い井戸が出来る。この場合は一様磁場中に円環導体を埋めたヘリオトロン-P型の配位とよく似ているからである。領域の境界には極めて磁場の弱い場所ができるため深いポテンシャルの溝ができるが、 B_H が少しは存在するのでヘリオトロン-Pのような $B=0$ なる中性線はできない。

(B) 次にポテンシャル $V = -\oint dl$ を調べる。octopole では $-\oint \frac{dl}{B}$ も $-\oint dl$ も壁に向って単調増加関数であるのに対して quadrupole では $-\oint \frac{dl}{B}$ にも $-\oint dl$ にも極大値が存在する。この2つの極値を与える ψ の間でプラズマの振動が観測されている。³⁾ 計算機で求めたポテンシャルを第7図に示す。ここでも L_0 について平均化したポテンシャル

$$V = -\oint dl \equiv -L_0 \frac{\oint dl}{\oint dZ} \quad (30)$$

Fig.5-3

を用いた。第6図から判るように外部領域ではポテンシャルは壁に向って単調増加関数であるが、内部領域のものと比べると前者の方が少し高い傾向がある。この意味で内部領域のプラズマは短波長のフルートによって外へ拡散するように考えられるかも知れない。しかしこのような配位でフルート不安定性が起るためにはヘリカル導体を横切る磁束の交換がなければならないが実際にはそのような現象は高導電率のプラズマには起り難い。 $\frac{L}{a}$ が極めて大きいときは quadrupole の性質が強くなり $\nabla(-\oint dl) = 0$ で規定される限界磁気面が現われてくる。C領域に対しては(A)と同様深い注意を払う必要はない。結論として安定条件 $\nabla \cdot V \geq 0$ は全領域にわたってほぼ満足されているといえよう。これはヘリオトロン-Pの場合と同じである。

Fig. 6 $-f dl$ for various G . In this case, L/a is fixed at 4.0.

Fig.7-1

Fig. 7 Rotational transform angle for different G and L/a . The rotational transform angle is expressed by the azimuthal rotation angle of a field line per the period of a conductor.

Fig. 7-2

§ 5 回転変換角 shear

ヘリカルヘリオトロン磁場のもつ他の特徴は回転変換角である。ステラレータでよく知られているようにこの回転変換角は磁気面を形成するための役割をはたすと同時にトーラス効果による垂直方向の荷電分離に対して磁力線が短絡回路の働きをし、ある程度トーラスの壁への $\vec{E} \times \vec{B}$ ドリフトを抑えることができる。ここでは若干のパラメータに対する回転変換角を調べ、つぎにフルートやドリフト不安定化させるのに有効な shear について言及する。平均化した回転角（ヘリカル導体の1ピッチあたりの）を導入する。

$$\Delta\theta = \frac{\oint d\theta}{\oint dZ} \times L$$

計算の結果を第7図に示した。図中C領域の回転角は殆んど記入していないがこの領域では回転変換角は極端に大きく磁力線はZ方向に少し進む間に何回も導体のまわりを廻る。

$\frac{L}{a} = 4.0$ の場合、回転変換角は内部領域ではヘリカル導体の1ピッチ長さ当り大略 $10^\circ \sim 25^\circ$ であり、外部領域では $30^\circ \sim 60^\circ$ に及ぶ。

この外部領域の大きい回転変換角も上に述べた意味でプラズマ閉じ込めに極めて有益であると思われる。

更にこの磁場は磁力線の回転の方向が一般に内部領域と外部領域で逆になるという特徴を持っている。しかも回転変換角は領域の境界に向って増大しているため隣り合う領域間の変換角の不連続性は極めて大きい。これは一種の大きい shear と考えてもよい。

とに角この性質は2つの領域の磁束を交換することを増々困難にしている。

$\frac{L}{a} = 4.0$ のとき shear の大きさは径方向の単位当り内部領域で $8^\circ \sim 50^\circ/a$ 外部領域で $6^\circ \sim 35^\circ/a$ である。

$\frac{L}{a} = 12.0$ のときは $\frac{B_H}{B_0}$ が -0.52 と -1.05 のときは Quadrupole のような磁気面となり内部領域はできない。 $\frac{B_H}{B_0} = -0.13$ のとき内部領域ができる。内部領域ができるときとできないときの回転変換角の様子が著しく異なることに注意する必要がある。

このように $l = 2$ の場合でも領域の境界近くでかなりの shear があるが $l = 3$ にすると更に shear がかかると思われる。

§ 6 結 語

内部導体系平均極小磁場の一つとして、ヘリカル導体をプラズマ内に沈めたものが考えられるこ

とを示した。この磁場は丁度ピッチの小さい Gourdor 型ヘリカル導体をプラズマ内に沈めると考えてもよい。直線型で特に $l=2$ について磁気面、井戸の深さ、shear 等について検討して、トロイダル型に対する基礎資料を得るのが目的であった。この磁場の性質はマルチポール磁場の性質とヘリオトロン-P 磁場（リング+均一磁場）の性質を併せ持つ。

軸を囲む内部領域については従来のステラレータ磁場と似ている。しかし、ヘリカル導体のピッチと導体の巻径の比 (L/a) によって磁気面の形成のし易さが異なる。 L/a が小さいときは容易に形成され、大きいときはマルチポールの性質が現われる。ヘリカル電流の軸に作る磁場が均一外部磁場より強く、かつ方向が反対である場合には、従来のステラレータでは考えられないような大きさの回転変換角が可能になる。しかも、この場合には $l=2$ 型であっても shear も相当ある。これはヘリカル電流によって主たる磁場を発生し、磁気面の形成もしくはその領域の設定に均一磁場を用いることによる。したがって、この領域は外部導体系としてプラズマを閉じ込める場合の磁場として利用できよう。

導体を取り囲む磁気面はマルチポール磁場に均一磁場を重ねたものに酷似している。この領域では shear が非常に大きい。

内部領域と導体に巻きついている磁力線のある領域の外に、上の二つの領域を囲む外部領域がある。この領域での回転変換は内部のそれとは逆方向である。この領域は Levitron Spherator の磁場とよく似ている。回転変換角も shear も大きい。

内部領域を外部領域より井戸 ($U = -\oint dl/B$) を深くすることができる範囲は $-2 < B_H/B_0 < 0$ である。

以上は直線型ヘリカルヘリオトロン磁場の性質であるが、これをトロイダル型にした場合はどのような磁場になるか考える。まず、ヘリカル電流は同方向でトーラスをまわるから、内部磁気面を形成するためには、トーラス面に垂直な磁場を必要とする。一番複雑になるのは滞留点 (stagnation point) と Separatrix である。直線型の場合は滞留点は点であり、Separatrix は面である。トロイダル型の場合は数回導体に巻きつきその後導体を離れる磁力線が存在し、滞留点は点でなく領域となり、Separatrix も領域となる可能性が強い。内部導体系磁場としては Separatrix は導体を切ってはならないから、必要なヘリカル電流を流すため必要な導体径と Separatrix を導体が切らないという互に相反する技術的問題を解決するために適当なパラメーターを探し出すことが必要となるであろう。

最後に、この計算には京都大学計算センターの KDC-II を用いたことを附記する。

「直線型ヘリカルヘリオトロン磁場の解析」

文 献

- 1) 核融合研究 毛利, 松田 20, 165(1968)
- 2) // 毛利, 松田, 井上, 宇尾 22, 245(1969)
- および // 22, 277(1969)
- 3) T. Ohkawa and Mo Yoshikawa: Phys. Rev. Letters 17, 685 (1966)