



Title	SFC型MHD発電機の基本特性
Author(s)	粥川, 尚之; Kayukawa, Naoyuki; 及川, 俊一 他
Citation	北海道大學工学部研究報告, 139, 77-84
Issue Date	1988-02-20
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/42070">https://hdl.handle.net/2115/42070</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	139_77-84.pdf



## SFC型MHD発電機の基本特性

粥川尚之 及川俊一 青木義明  
清藤正 沖中憲之

(昭和62年9月30日受理)

### Principal Characteristics of SFC-Type MHD Generator

Naoyuki KAYUKAWA, Shun-ichi OIKAWA, Yoshiaki AOKI,  
Tadashi SEIDOU and Noriyuki OKINAKA

(Received September 30, 1987)

#### Abstract

This paper describes the experimental and analytical results obtained for an MHD channel with a two dimensionally shaped magnetic field configuration called "the SFC-type". The power generating performance was examined under various load conditions and B-field intensities with a 2 MWt shock tunnel MHD facility. It is demonstrated that the power output performance and the enthalpy extraction scaling law of the conventional uniform B-field MHD generator(UFC-type) were significantly improved by the SFC-design of the spatial distribution of the magnetic field.

The arcing processes were also examined by a high speed camera and the post-test observation of arc spot traces on electrodes. Further, the characteristic frequencies of each of the so-called micro and constricted arcs were clarified by spectral analyses. The critical current densities, which define the transient conditions of each from the diffuse-to micro arc, and from the micro-to constricted arc modes could be clearly obtained by the present spectral analysis method.

We also investigated the three-dimensional behavior under strong magnetic field based on the coupled electrical and hydrodynamical equations for both of the middle scale SFC-and UFC-type generators. Finally, it is concluded from the above mentioned various aspects that the shaped 2-D magnetic field design will offer a most useful means for the realization of a compact, high efficiency and a long duration open-cycle MHD generator.

#### 1. 緒 言

オープンサイクルMHD発電機においては、電気場と流体場の相互作用の強さにかかわらずプラズマや場の不均一性が、チャンネルの耐久性あるいは、発電性能を左右する。相互作用が弱い場合には、電流は拡散モードで流れ、プラズマおよび場の不均一性は、主として冷却電極まわりの境界層に生ずる。この場合の発電性能の劣化は、プラズマの見かけの抵抗率の増加となった現れ、

分割電極フラデー型 MHD 発電機の場合その増加量は、次に示すような G-ファクタ<sup>1)</sup>と呼ばれている量で近似的に評価される。

$$G = \langle \sigma \rangle \langle (1 + \beta^2) / \sigma \rangle - \langle \beta \rangle \quad (1)$$

但し、 $\sigma$ ,  $B$ ,  $\langle \quad \rangle$ は、それぞれ導電率、ホールパラメタ(電子の移動度×磁束密度)、および空間平均を表す。磁場が弱い場合には、実効導電率の低下(G値の増大)が少ないために、電気出力密度は、磁場の2乗に比例し、不均一性による性能の劣化はあまり問題にならない。

電流密度がある臨界値を超えると、放電形態は拡散モードを維持することが出来なくなり、アーク放電へ移行することが知られている。強磁場のもとでは、大きな電流がコア領域で誘導され冷電極上では、電極材料に損傷を与えるようなアーク放電状態となりやすい。この傾向は、境界層での磁場が強いほど顕著となる。この理由は、強磁場になるほどホール効果によって電流路が曲げられることによって境界層内の局所的な電流密度が増加するためである。さらに磁場が強くなると Magnetoaerothermal Instability(MATI)<sup>2)</sup>を引き起こす。この現象は、磁場方向のホール電流の不均一性によって誘起される。即ち、ホール電流の不均一性は、断面内のローレンツ力の不均一を引き起こし、断面内二次流れを誘起し、非一様な熱伝達を起こすことで、温度および導電率の空間的不均一性を増幅し、電極面での破壊的なアーク放電につながる。

従って、発電チャンネルの寿命の観点からアーク放電は、極力抑制されなければならない。一様な印加磁場の MHD 発電機でアーク放電を起こさないためには、平均の電流密度と電界は、それぞれ  $0.2[A/cm^2]$ ,  $30[volt/cm]$  程度に抑制しなければならないので、電気出力密度は  $10[MW/m^3]$  程度よりも高くできない。このために、発電機が大型となり、開発リスクが高いことが、現在のオープンサイクル MHD 発電機研究開発上の最も深刻な問題点である。

境界内層での磁場が MHD 発電機の性能劣化にとって最も重要な役割を演じていることに鑑み、粥川は、SFC 型と呼ばれる 2 次元 2 成分不均一磁場配位を提案している<sup>3)</sup>

コア領域で強磁場、境界層領域では  $B_z$  を弱め  $B_y$  成分を持つ SFC 型磁場配位の目的は、(1)フラデー型 MHD 発電機における局所的なテンソル導電率の改善、すなわち  $\sigma_{yy} = \sigma(1 + \beta_y^2) / (1 + \beta_y^2 + \beta_z^2)$ 。(2)熱電気不安定性および MAT 不安定性によるアーク放電を抑制することである。

我々は、これまでに SFC 型磁場配位を持つ MHD 発電機の発電出力が従来型の UFC 型よりもかなり高くなることを報告してきた<sup>4)</sup> 本論文では、最近行った実験的あるいは理論的な結果のなかで次の 4 点について報告する。(1) SFC 型および UFC 型 MHD 発電機の発電出力及びエンタルピ抽出、(2)中規模 MHD 発電機の 3 次元解析、(3) SFC 型と UFC 型におけるアーク過程あるいはアークの振舞い、(4)最大エントロピー法(MEM)によるスペクトル解析を用いたアーク放電形態の識別及び臨界電流密度の決定の可能性の検討。

## 2. 実験方法

### 2.1 SFC 磁場配位

理想的な SFC 磁場配位のもとでは、局所的なホール電流は流ることがない。即ち、拡散放電モードでは、式(1)における G-値は、ホールパラメタに無関係になる。電極分割ピッチが電極間隔に比べ十分短いときには、プラズマの不均一性は、y-方向のみに 1 次元であると仮定できる。ここで、平均流れは x-方向、平均磁場は、z-方向とするような座標系を採用する。G-値が、ホールパラメタ  $\beta$  に完全に無関係であるためには、磁場が電子の数密度に比例することが必要である。即ち、 $B_z(y) \propto \sigma(y) / \mu(y)$  または  $\beta_z(y) \propto \sigma(y)$ 。この場合には、G 値は、物理的に到達で

きる最小値  $\langle \sigma \rangle \cdot \langle 1/\sigma \rangle$  となる。

しかしながら、現実のMHD発電機では、その様な磁場配位は実現不可能であるので、我々は強磁性体である軟鉄の磁化効果を利用して近似的にSFCを実現している。図1に、軟鉄ブロックの配置と磁場分布を示す。磁場は、コア領域においても不均一であるためG値は、増加するように考えられるかも知れないが、文献[5]で示されたように強相互作用中型MHD発電機では、MAT不安定性の抑制効果が相乗され全体としては好ましい発電特性を示す可能性が高い。

SFC型MHD発電機の最大の特徴のひとつは、 $B_y$ 成分の存在である。 $B_y$ は、断面の角において最大値を取り、 $y$ 軸および $z$ 軸上で零となり、電流 $J_z$ や、ローレンツ力 $J_x B_y$ 、 $J_z B_y$ を境界層プラズマの電氣的及び流体力学的な特性などに影響を及ぼすと考えられる。実験に用いたMHD発電チャンネルは、電極高さ130mm、絶縁壁間隔50mmの分割電極ファラデー型であり、分割ピッチは、2mmの絶縁スペーサを含め12mm、総電極数は、25対である。UFC型MHD発電機においては、全ての軟鉄(図1でハッチングを施した部分)をステンレスで置き換えている。また、両方のチャンネル表面物性を同一とするためにプラズマ側の電極面は、厚さ0.1mmの銅箔で覆っている。

## 2.2 衝撃波加熱プラズマ

実験には、100mg、300メッシュの炭酸カリウム( $K_2CO_3$ )をシードしたアルゴンを衝撃波により加熱して生成した熱平衡プラズマを使用した。ここでは、取り扱いの容易さ、簡便さと共に次に述べる理由により衝撃波管を用いた。第1に、典型的な定常燃焼プラズマ流れで見られるような高熱流束条件のもとでは、小規模のチャンネルで特に、磁化効果を維持するために必要な軟鉄電極温度を実現することが困難である。第2に、衝撃プラズマは、コア部の現象が支配的であるため全ての測定を発電条件下で実施でき、更に境界層厚さに対する電極間隔の比が小さく、大規模チャンネルの特性を模擬できるためである。しかしながら、これらの利点と共に、非一様なシード分布による再現性の悪さ、電氣的には準定常であるが流体力学的には過渡的な振舞いが多いこと、測定回路自体や、負荷抵抗のリアクタンス(インダクタンス)の成分の影響による誤差、など注意を要する問題点もある。

衝撃波管は単純な圧力駆動型である。シードされたガスは、低圧セクションの端部(MHDチャンネルの入口)で、淀み状態を作り、反射衝撃波により加熱されたのち亜音速で発電チャンネル中へ流入する。プラズマの接続時間は約1.5msecである。発電出力は20対の電極から高周波無誘導抵抗を通して測定した。負荷抵抗は、 $0.5\Omega$ から無限大(開放)まで変化させた。最大磁場は、MHDチャンネルを外し軟鉄の磁化効果のない状態で測定した場合、2.25テスラであった。

## 3. 実験結果

### 3.1 開放電圧

図2に磁場コイルの励磁電流を変化させたときのSFCおよびUFCの開放電圧を示す。横軸は、ある励磁電流に対するUFCの場合の磁束密度であり、SFCでは、UFCと同じ励磁電流を流した

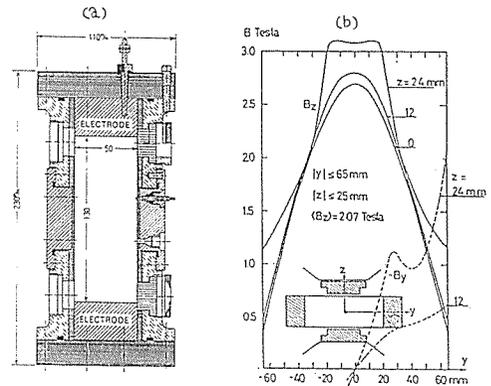


図1 衝撃波管MHD発電チャンネル断面図およびSFC磁場分析。ハッチングは軟鉄(強磁性体)を表す。

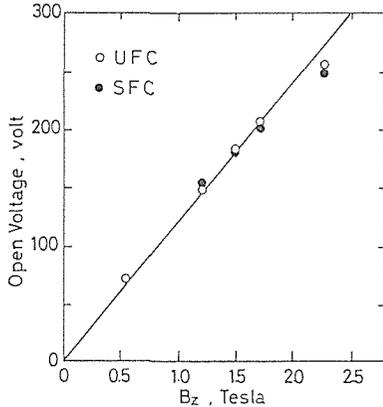


図2 無負荷開放電圧

ときの開放電圧を示している。この図により、SFC 磁場の  $B_z$  の空間平均値は、ほぼ UFC 磁場と同一であるといえる。

3.2 出力密度の特性

図3に負荷抵抗が  $3\Omega$  と  $10\Omega$  の場合における、前節で述べたような  $B_z$  に対する出力密度を示す。負荷整合抵抗は、SFCで  $3\Omega$  以下、UFCでは、 $5\sim 6\Omega$  と測定された。これらの図より、電気出力特性について以下に述べるようなことが結論できる。(1) SFC型では、電気出力密度はかなりの割合で増加する。(2) 磁場が弱い場合には電気出力密度は磁場の2乗に比例するが、磁場が強くなるにつれて出力は飽和傾向を示す。(3) UFC型に対するSFC型の出力の増加分は、磁場が強くなるにつれて大きくなる。

出力の2乗特性は、1章で述べた拡散放電の特性として説明される。また飽和特性は、UFC型においてより顕著に現れる。但し、次節で述べるように、強磁場、低負荷抵抗では電流は微細アークと集中大アーク (constricted big arc) の混在したモードで流れているので、大電流領域の飽和特性を、G値の磁場に対する依存性のみで説明することは無理がある。

3.3 エンタルピ抽出特性

エンタルピ抽出率  $\eta$  は、入力全エンタルピに対する全電気出力の比として定義される。すなわち、 $\eta = -\int E \cdot J dx / gh$ 、ここで、g, h は、入口での質量流量および全エンタルピである。MHD 発電機内の種々の損失を考慮にいと、エンタルピ抽出率は、つぎのスケール法測に従う<sup>9)</sup>

$$\eta = C \sigma_{app} B^2 ML / p = C\chi \tag{2}$$

ここで、 $\sigma_{app}$ , M, L, p, C は、それぞれプラズマの見かけの導電率、マッハ数、チャンネルの長さ、気圧単位の圧力及び、比例定数である。

前節で求めた負荷整合 (最大出力) 時のデータを用いて、見かけの導電率は次式で求められる。 $\sigma_{app} = H/RS$ 、ここで H, R, S はそれぞれチャンネル高さ、負荷抵抗、電極表面積である。また全エンタルピは、約 1.2 MW である。これらの値を用いて得られた SFC

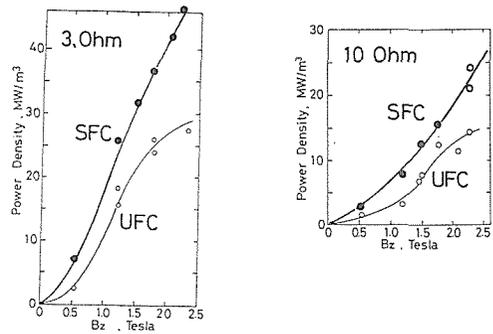
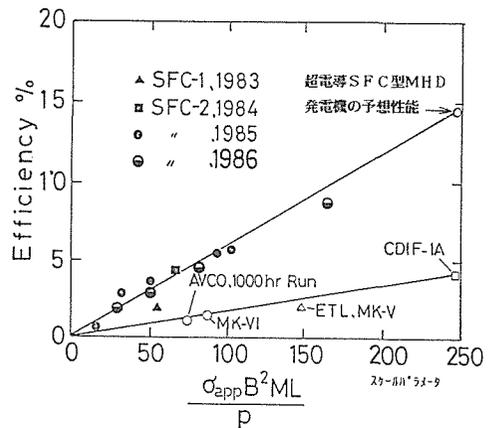


図3 出力密度の磁場特性



$$\eta = 0.05 \sigma_{app} B^2 ML / p$$

図4 SFC型 MHD 発電機のスケール則

型のエンタルピ抽出特性を図4に示す。この図には、外国及び日本にあるいくつかの定常燃焼型MHD装置の値もプロットしてある。これら定常燃焼型MHD装置は、長時間耐久実験用装置であるために本実験結果との直接的な比較はできないが、エンタルピ抽出特性の観点から、SFC型MHD発電機は、従来型の印加磁場の発電機よりも優れているといえる。

### 3.4 アークの振舞

電極における電流の振舞いをより詳しく知るために、高速度カメラによるアークの観測及び一連の発電実験のUFC型、SFC型それぞれの電極上のアークスポット痕跡を観測した。

側壁の観測窓を用いて高速撮影(10,000 駒/秒)したカソードスポットの写真を図5に示す。この時の平均電流密度はUFC型、SFC型で、それぞれ $2.5 \text{ A/cm}^2$ 、 $4.0 \text{ A/cm}^2$ である。両者を比較するとUFC型は、SFC型に比べてアークが大きく定在的である。また、プラズマ幅射光はSFC型の方が全体に広がって一様であり、均一な放電の様子を示す。これらの観測により、SFC型の磁界配位においては高い電流密度まで、一様性の高い放電状態を保っていることが推定される。

次に、電極アークスポット痕跡の写真を図6に示す。これらより、アノード、カソードで異なるアークスポットのパターンを持つことが確認できる。すなわち、アノード上では上流端に微細なアークがz軸方向に点在しており、カソード上には大きなスポットが電極面上に散在している。しかし、カソード下流端の電流集中はアノードでの電流集中に比べ明確な周期性をもつものではない。

また、アノード上流端部の規則的なスポット列はUFC型の方がSFC型に比べて遙かに明確で強い。しかしながら、最も特徴的なアークの振舞いはSFC型カソード上にみられる、下流に向かう弱い放射状の跡であり、磁界のy成分による $J_z$ の発生とz方向への拡散があることを示してい

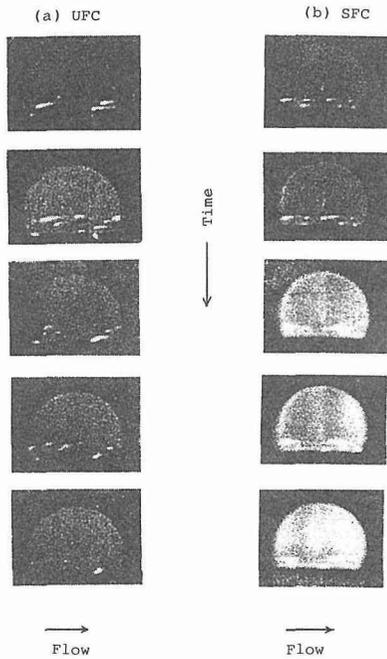


図5 高速度写真による陰極上の放電モードの観測。(a) UFC型、(b) SFC型。

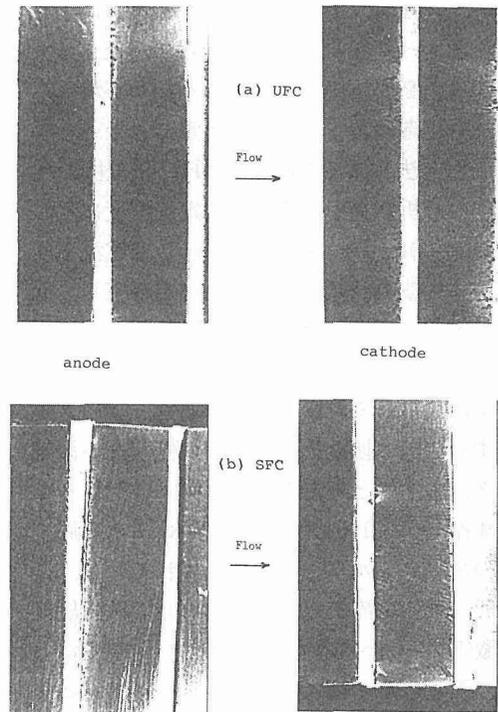


図6 UFC(a)およびSFC(b)の電極上アークスポットの痕跡

る。これらの  $J_z$  は軸方向速度  $V_x$  と SFC 型発電回路内の磁界の  $y$  方向成分  $B_y$  による誘導  $V_x \times B_y$  によるものであり、新たなホール電流  $-\mu J_z \times B_y$  はアノード上流端とカソード下流端のホール電流を減少させる作用がある。すなわち、 $B_y$  の導入により拡散放電時の実効的な導電率が増加し、ホール電流が減少する。これらの観測から、微細アーク、集中アークの各アークモードに移行する臨界条件が改善されるであろうことが容易に予想される。また、先に示した高速度撮影の結果も、高い電流密度まで微細アークの状態であることを裏付ける結果となっている。

### 3.5 アークのスペクトル解析

負荷抵抗を変化させたとき、すなわち平均電流密度を変化させたときの出力電圧を周波数空間で解析し、微細アークと集中アークの各放電モードをスペクトルで特徴付ける事ができるか否かを検討した。

スペクトルの解析手法としては、Burg の最大エントロピー法 (MEM) を用いた。その理由は同方法が最適予測誤差フィルターを選ぶことにより、(1)ショックプラズマの様に時間軸に対して比較的短く、周期性の乏しいデータからもスペクトルの推定が可能なこと、(2)スペクトルの分解能が極めて高いこと、この利点を持つからである。また、最適予測誤差フィルター  $m_{opt}$  は、通常 Final Prediction Error (FPE) または、Akaike's Information Criterion (AIC) の情報量基準を最小とする  $m$  を以て最適とする考えで決定されている。しかし、本解析データに対しては両者共に明確な最小値を与えなかった。そこで本研究では新しい情報量基準である Autoregressive Transfer Function Criterion (CAT) を用いて  $m_{opt} = 25$  と決定し、この値をスペクトルの推定に用いた。なお、予測誤差フィルター値が小さ過ぎるとスペクトルは極端に滑らかとなり、大き過ぎると高周波側に偽のスペクトルが現れ、いずれも正確にスペクトルが推定できない。

上記の方法による SFC 型 MHD 発電機の出力電圧の解析結果を、それぞれ電流密度に対して図 7(a)-(b) に示す。図(a)の様に小さな電流密度では、高周波数領域に弱いピークが存在し、低周波数領域は平坦になる。これは、オープン電圧波形や、非常に小さな電流密度の場合のスペクトルに見られる特徴の一つであり、ピークが存在する原因は拡散放電の非一様性 (弱い微細アーク) であると考えられる。図(a)に比較して (b) では各 40, 70, 100, 120, 150, 200 kHz の高周波数群のスペクトルピークが強く現れており、この状態 (平均電流密度  $0.1 \text{ A/cm}^2$ ) で拡散放電から微細アークへの遷移が生じたと予測される。また、図(c)に示す様にこれらのスペクトルピークは、電流の増加と共に徐々に消滅する。次に平均電流密度  $4.0 \text{ A/cm}^2$  の図(d)に注目すると、

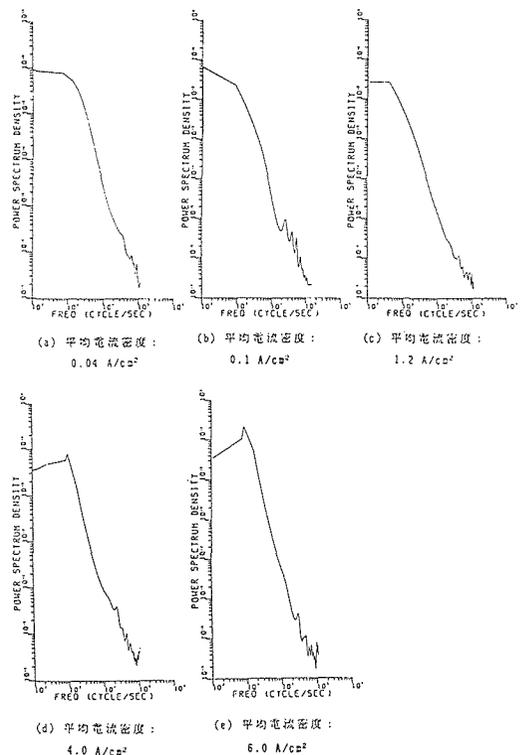


図7 電極間電位のデータより求めたパワースペクトル密度。(b)は、拡散モードから微細アークモードへの遷移に対応し、(d)は、微細アークから集中アークモードへ遷移に対応している。

それ以下の電流密度で現れていない約 2 kHz の低周波数にスペクトルピークを持つことが特徴的である。このスペクトルピークは、図(e)に示す様に電流密度の増大と共にその強度を増す。また、絶縁壁上のプローブを用いて測定した電極電位降下を、電流密度に対して整理した結果もおよそこの電流密度を境として垂下特性を示し始める。よって、低周波数側に特性スペクトルを示し始める状態を以て、定在性のより強い集中アークが現れ始めたと考えられる。

以上の方法により、微細アーク、集中アークの各アークモードの特徴的なスペクトルを知り、これらの判定基準を明らかにし、それぞれの臨界電流密度を求めうる可能性が示された。しかしながら、これらのスペクトルピークの存在する特徴的な周波数は、電極表面の状態や温度、乱流構造といったものに依るところが大きく、燃焼プラズマによる MHD 流れなどではその値が変化することが予想される。特に、現在のショックプラズマに於ける、約 2 kHz に存在する集中アークのスペクトルピークは、プラズマ自身の持続時間による影響が大きいと考えられ、定常なプラズマを用いた場合、特徴的なスペクトルピークがもっと低周波数側にシフトすることも予想される。

### 3.6 強相互作用 SFC 型 MHD 発電機の解析

プラズマと場の相互作用が強い場合の SFC 型 MHD 発電機の出力特性を評価するために、熱入力 700 MW 程度の中型チャンネルの 3 次元解析を行った。

支配方程式は、プラズマ電流による誘導磁場を無視した定常 Maxwell 方程式、イオンスリップを無視した一般化オーム式、及び、質量、運動量、エネルギーの各保存則からなる電磁流体力学方程式系である。乱流モデルは、van Driest による混合距離モデルを採用した。これらの方程式に対し軸方向には、Crank-Nicolson によるマーチングスキームを、断面内では、有限要素法を用いた。SFC 磁場は、超伝導ヘルムホルツコイルで、UFC 磁場は、三日月形断面の直線状コイルで発生するものとし、両者で、全コイル電流、断面積は同一としている。

入口から 9 m での軸方向速度成分、温度、ホール電流密度、ファラデー電流密度の計算結果を、

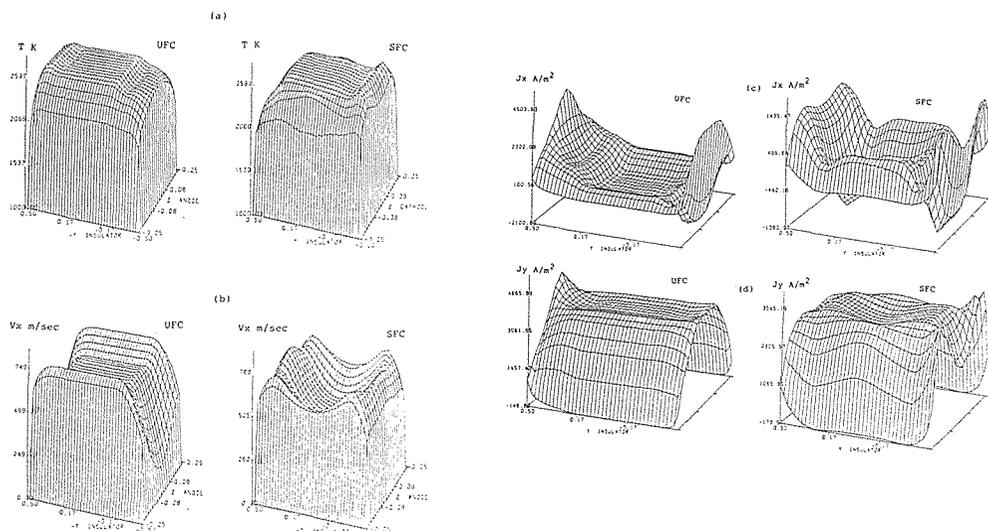


図8 SFC および UFC 型 MHD 発電機の 3 次元結合現象の比較。(a)温度、(b)軸方向速度成分、(c)ホール電流密度、(d)ファラデー電流密度

図8(a)~(d)に示す。これらの図より、次に述べるようなSFC磁場の利点が指摘される。

まず第一に、UFCで見られるアノード中心のプラズマの過熱現象が、SFCでは抑制されて、カソード近傍のプラズマは、一様に加熱されている(図8(a))。これは、SFC型の実効的な導電率が増加しているためである。第2に同図(b)より、UFCでは、絶縁壁境界層での速度オーバーシュートとアノード中心での強い減速がみられる。前者は、 $V \times B$ 、ホール及びファラデー電流場、更にMHD2次流れの不均一性を助長する一方、後者は、境界層剝離を起こし、電極への熱伝達を妨げることで、アノード中心のプラズマ温度の過熱を引き起こす。これに対してSFC型では、減速はコア部分のみで観測されるために、境界層剝離現象は起こりにくい。

図(c)および(d)のホールおよびファラデー電流密度分布特性に関してもSFCの方が有利である。境界層内でのホール電流のレベルは、SFCがかなり低く、その磁場方向の不均一性も弱い、これに対して、UFCではアノード、カソード共にホール電流が強い。このようなホール電流分布は、典型的な6個の渦セルを持つ2次流を発生させ、電極境界層でのホール電流が高いほど、またその磁場方向の不均一性が強いほど2次流れは発達する。UFCで見られるアノード中心へのファラデー電流の集中は、SFC型で完全に除去されていることは注目に値する。SFCでのカソード端部の電流集中は、(a)のように電極壁への熱負荷を分散、一様化することに寄与している。従って、SFCの磁場分布は、オープンサイクルMHD発電機の耐久性を低化させるMAT不安定性を克服するための非常に有用な方法であるといえることができる。

#### 4. 結 言

SFC型MHD発電機について、アーク特性解析、発電出力特性実験および3次元数値解析を行った。その結果、以下のような結論が得られた。

- (1) SFC型の電気出力およびエンタル抽出率は、UFC型に比べほぼ2倍である。この理由は、SFC型の電位分布がUFCに比べ損失が少ない分布となっているからである。
- (2) MHD発電機内の電流輸送モードを、電極電圧のデータからスペクトル解析により識別する方法を提案した。この方法は、従来行われているような電流電圧特性から識別する方法に比べ曖昧さが少ない。
- (3) 最大エントロピー法により、SFCでは、微細アークモードは、電流密度 $0.1 \text{ A/cm}^2$ から始まり約 $4 \text{ A/cm}^2$ まで維持されることが示された。この値は、高速度写真や電極面のアーク振舞いの痕跡の観測とも定性的に一致する。
- (4) 3次元解析の結果、SFC磁場が、MAT不安定性を抑制することを示した。

#### 参 考 文 献

- 1) Rosa, R. J., *Phys. Fluids*, **5** (1962), p. 1081.
- 2) Maxwell, C., D., *et al.*, AIAA 14th Fluid & Plasma dynamic Conf., Paper No. 81~0123, June (1981).
- 3) Kayukawa, N., *et al.*, *J. Energy*, **7** (1983), 3, pp. 280~284.
- 4) Kayukawa, N., *J. Propulsion & Power*, **1** (1984), 2, p. 309.
- 5) Oikawa, S. and Kayukawa, N., *Proc. 9th Int. Conf. MHD*, Vol. 2, Tsukuba, Nov. (1986), p. 439.
- 6) Demetriades, S., T., *et al.*, *Proc. 21st SEAM*, Paper 3.1, ANL, Illinois, June, (1983).