

論 文

EHD 最適エネルギー変換過程の反作用電界による考察

佐藤 正毅*

(1995年8月11日受付)

Study on Electrohydrodynamical Optimal Energy Conversion Process by Reaction Electric Field

Masaki SATO*

(Received August 11, 1995)

This paper describes the optimal electrohydrodynamical energy conversion process by considering Laplace's electric field, namely, the reaction electric field. In this paper, the electric field in an energy conversion duct is divided between the reaction electric field and Poisson's electric field according as Poisson's electric field does not contribute to the net output voltage. The conclusions of this investigation are summarized as follows: (1) To improve the conversion efficiency, Poisson's electric field has to be suppressed. (2) The inner diameters are decreased in the first half of the optimal duct to make the reaction electric field strong. In the second half, the duct diverges gradually becoming steeply tapered near the exit end to make the reaction electric field weak and to restore the working fluid pressure. This is the basic principle to improve the conversion efficiency limiting the pressure drop between the entry and exit ends.

1. はじめに

電気流体力学発電の実用化のために克服しなければならない課題は、大別すると3点ある。第1点は、単極性電荷の安価な大量発生法の開発である。ついで、第2点は、流体エネルギーから電気エネルギーへの変換効率を最大にする発電ダクトの最適設計と最適エネルギー変換過程の解明である。そして、第3点は、作業流体によって輸送される単極性電荷を、流体中から効率よく収集するコレクタ電極の最適設計である。

この中で、筆者は、流体エネルギーから電気エネルギーへの高効率変換の物理過程を考察し、あわせて、発電ダクトの最適設計法を提案してきた。電気流体力学(EHDと略記)発電過程はマックスウェル方程式と流体力学方程式によって記述されるが、数学的取り扱いが比較的容易な、作業流体として絶縁性の非圧縮性流体を用いるEHD発電を研究対象としてきた。

キーワード: EHD エネルギー変換, 最適ダクト形状, 最適変換過程, 反作用電界, ポアソン電界

* 八戸工業大学工学部電気工学科 (031 八戸市妙字大開 88-1)

Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Hachinohe Institute of Technology, 88-1, Myo Ohbiraki, Hachinohe, 031 Japan

はじめに、発電ダクト両端の境界条件と容積一定の拘束条件を与え、変分法の汎関数として電気出力を選び、EHD基礎方程式を用いて汎関数を構成した。ついで、オイラーの微分方程式を導き、これを解いて、電気出力を最大にする発電ダクトの最適形状を明らかにした^{1,2)}。ところが、この数学的取り扱いが極めて複雑となつたために、最適化計算の単純化を期待して、同じ最適化問題を最大値原理で解いた。その結果、解析的に極めて単純形の最適解を得た³⁾。ついで、この単純形の最適解と一樣電界形の解を複合して得る、実用的な複合型最適発電ダクトの設計法を提案した⁴⁾。このダクトの最適性は実験によってすでに検証した⁵⁾。その後、非圧縮性作業流体の絶縁破壊電界強度が十分に大きいと仮定して、電気出力増大化の設計指針と最適エネルギー変換の物理過程を詳細に検討した⁶⁾。その結果、出力増大化のためには、発電ダクト内径を入口の最小値から徐々に広げていって、ダクトを細長く設計し、出口付近で急に末広とするのが最適であるという結論を得た。発電ダクトをこのように設計すると、流体エネルギー密度が十分に大きいダクト前半で、電界強度、電荷密度および流速が大きな値を維持しているので、この領域で、作業流体の中性粒子と荷電粒子が激しく正面衝突する。その結果、ダクト前半で、集中的に流体エネルギーが電気エネルギーに変換

される。ダクト出口付近を急激な末広に設計すると、出口で圧力が回復し、出力増加の割には、ダクト出入口間の圧力低下が低めに抑えられるので、流体入力エネルギーも低めに抑えられ、結果として、エネルギー変換効率は高くなる。このように、作業流体の圧力、流速に着目した場合については、EHD 最適エネルギー変換過程の特徴をすでに明らかにしてあった⁶⁾。

ところで、ダクト内の電界は、コレクタ電極に蓄積した電荷が形成するラプラス電界と作業流体によって輸送される空間電荷が形成するポアソン電界の重畳である。この2通りの電界が、エネルギー変換過程にどのように異なる関与をなしているのか、これまでの論文では、明らかにしていなかった。また、電気出力を最大にするラプラスおよびポアソン電界の最適空間分布と、最適発電過程の関係について、より詳細な考察もまだ行っていなかった。

荷電粒子の速度がせいぜい数 m/s 程度の定常 EHD 流れ場におけるポアソン電界は、ポアソンの方程式の解の中で、作業流体中の電荷密度の空間分布によってのみ決定される特解である。この特解は、コレクタ電極の電位に関する境界条件、すなわち、コレクタ電極の出力電圧とは無関係に求められるから、ポアソン電界を発電ダクトの入口から出口まで空間積分すると、それは常に零となる。この事実を用いて、ダクト内の電界を、境界条件だけで決定されるラプラス電界と電荷密度だけで決定されるポアソン電界とに分解することだけは、すでに試みてあった⁷⁾。具体的には、ポアソン電界をダクト入口から出口にかけて空間積分した結果は零という条件式を準

一次元近似で表現し、準一次元近似 EHD 基礎方程式にこの条件式を追加して、電界を二つに分解した。

本論文では、正味の電気出力に関与するのはラプラス電界のみであると述べ、これがエネルギー変換にとって第一義的な場であることから、これを反作用電界と呼ぶことにする。ラプラス電界は、ダクト内の荷電粒子に、流れとは常に逆向きの力を反作用的に及ぼすので、この電界を反作用電界と呼ぶことにしたのである。この反作用電界の最適空間分布から、ラッパ管状ダクトが電気出力を最大にする最適ダクトとなる物理的意味を述べる。さらに、最適エネルギー変換過程における、反作用電界に対するポアソン電界の比率も明らかにする。最適エネルギー変換過程の物理的特徴を際だたせるために、等速流れ形変換過程、一様電界形変換過程についても、あわせて述べる。

2. EHD 発電の原理と基礎方程式

2.1 EHD 発電の原理

図1にEHD発電機の概念を示す。この発電機は、イオン発生域、エネルギー変換域、集電域の三領域から成る。本論文では、作業流体として絶縁性液体、例えば、変圧器油を用いる場合を考察の対象とするので、流体への電荷供給は、カミソリ刃と円筒から成る非対称電極による電界放射を想定した。非対称電極間に作業流体が流れている状態で、カミソリ刃から成るナイフエッジ電極に-15 kV程度の直流高圧を印加し、円筒電極は接地すると、ナイフエッジ電極の先端部付近に強力な電界が形成され、電子が作業流体中に放射される。円筒電極は、

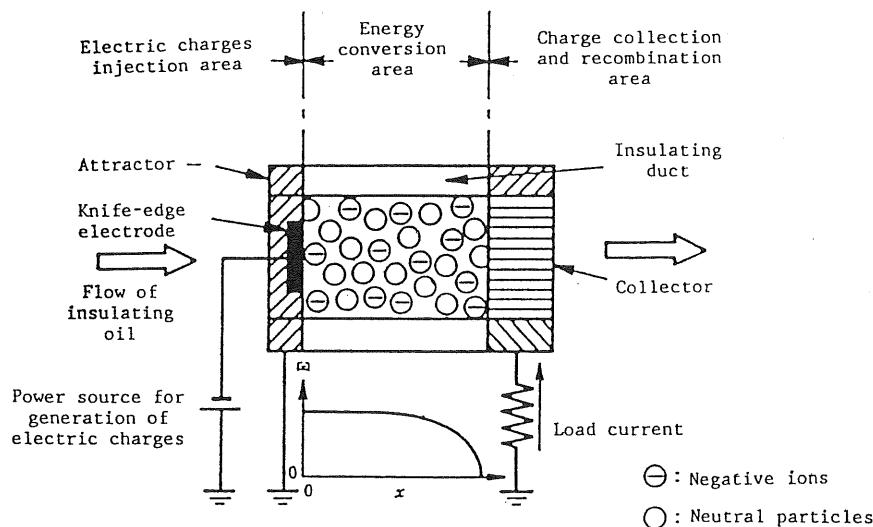


図1 電気流体力学発電機の概念図

Fig. 1 Schematic diagram of an electrohydrodynamic generator.

この電子を油中に引き出す役割を担うので、アトラクタ電極とも言われる。作業流体中に放射された電子の何割かは、作業流体の分子に付着して負イオンとなり、作業流体の分子との衝突によってエネルギー変換域に輸送される。この負イオンは、作業流体の分子との衝突過程で運動エネルギーを得て、やがて集電域、すなわちコレクタ電極に達する。コレクタには負荷を接続してあるので、この部分に次第に電子が蓄積し、コレクタ電位は下がってゆく。作業流体に分布する負イオンとコレクタ電極の電子間でクーロン力が作用し、この力は常に負イオンを発電ダクトの入口に向かって押し戻そうとする。負イオンは、作業流体から運動エネルギーを得て、このクーロン力に逆らってコレクタに向かって流れる。この過程で、負イオンを媒介として、作業流体の運動エネルギーの何割かが電磁波の放射エネルギーに変換され、この電磁波の放射エネルギーが、コレクタ電極の負荷に放射されるこのエネルギーは、電子を媒介として負荷で消費され、最終的には熱エネルギーに変換される。これがEHD発電の原理である。

2.2 基礎方程式

流体エネルギーから電気エネルギーへの最適変換過程を考察するのが本論文の中心課題である。このエネルギー変換の物理過程を記述するのは、マックスウェル方程式と流体力学方程式である。これらの方程式を使って最適エネルギー変換過程の理論解析を可能にするために、次のように現実性のある仮定を設定する。

- (1) イオン発生域からエネルギー変換域に流入したイオンは、そのほとんどがコレクタ電極に集まるものとする⁸⁾。
- (2) イオン発生域は、他の二領域に影響を及ぼさない。
- (3) 発電系は、定常状態にある。
- (4) 発電ダクトの内壁はなめらかである。

理論解析を可能にするために、これらの仮定のほかに、前報¹⁻⁴⁾と同様に三次元の基礎方程式に準一次元近似を施す。ここで、準一次元近似とは、一次元近似と二次元近似の中間の近似であり、速度や電流密度などの発電ダクト軸方向成分を、ダクトの断面上で平均化し、この平均量によってダクト入口からの距離 x における物理量を近似する手法である。一次元と二次元の中間近似で、ダクト断面積の変化を基礎方程式に反映するので、ダクト断面積の空間変化、すなわち、ダクト形状変化とEHD発電出力との特徴的関係を、近似計算ながらも明らかにできる。準一次元近似の結果、エネルギー変換域の現象を支配する非圧縮性EHD方程式は、次のようになる。

$$\rho_e u \frac{du}{dx} + \frac{dp}{dx} = \rho_1 E - \xi_c \rho_e u^2 \quad (1)$$

(ナヴィエ・ストークスの方程式)

$$\rho_e u A = \dot{M}_e \quad (2)$$

(連続の方程式)

$$JA = -I_e \quad (I_e > 0) \quad (3)$$

(電流連続の式)

$$J = \rho_1 (u - \mu_1 E) \quad (4)$$

(対流電流密度の式)

$$\frac{d(AE)}{Adx} = \frac{\rho_1}{\epsilon} \quad (5)$$

(発散の式)

$$E = - \frac{dV}{dx} \quad (6)$$

(電界と電位の関係式)

ただし、 u ：作業流体速度 [m/s]、 p ：圧力 [Pa]、 ρ_e ：作業流体密度 [kg/m³]、 E ：電界強度 [V/m]、 ξ_c ：摩擦係数 [m⁻¹]、 A ：ダクト断面積 [m²]、 \dot{M}_e ：流量 [kg/s]、 J ：電流密度 [A/m²]、 I_e ：負荷電流 [A]、 μ_1 ：イオン移動度 [m²/V·s]、 ϵ ：誘電率 [F/m]、 V ：電位 [V]、サフィックス c は定数を表す。

次に、基礎方程式(1)～(6)が、実際のEHD流れを適切に記述しているか否かについて述べる。この検討に入る前に、管内EHD流れの流動状態について述べる。すでに報告¹⁾したように、EHD発電管内流れのレイノルズ数 Re は、 1.15×10^4 のオーダーである。したがって、流れは明らかに乱流である。実際、EHD発電機のコレクタ電極に負荷抵抗を接続して、出力電流と出力電圧を測定すると、全く同一の実験条件を設定しても、実験の度ごとに電流と電圧の測定値は変化した⁵⁾。試作した実験装置⁵⁾でのEHD流れは乱流状態にあったと断定できる。ところが、同じ測定を10回繰り返して得た出力電流の平均値と負荷抵抗の間には、強い相関、すなわち秩序ある関係を見ることができた⁵⁾。発電ダクト内の流れは確かに乱流ではあったが、出力電流を決定する瞬時の流体速度 u 、圧力 p 、電荷密度 ρ_1 、電流密度 J 、電界強度 E の時間平均の間に、秩序ある関係が成立していたと言える。流れの中にありながらも、流れに秩序を与えていくのが、時間と空間座標を独立変数とするナヴィエ・ストークスの方程式、連続の方程式、電流連続の方程式、対流電流密度の式、発散の式、電位と電界の関係式である。管内EHD流れが、現実には乱流の非定常流であるにもかかわらず、EHD発電出力最大化問題の理論解析を可能にするために、仮定(3)のように、本論文では定常流を仮定している。このことは、(1)～(6)式の u 、 p 、 ρ_1 、 J 、 E の諸量は、発電ダクト断面上の空間的平

均値であるとともに、時間的平均値でもあるとして扱うことを意味する。すでに試みた EHD 発電実験⁵⁾で、仮に、乱流強度が大き過ぎたとすると、たとえ出力電流の測定回数を増やしても、出力電流の時間平均値と負荷抵抗の間に、明白な関係を認めるることはできなかったと思われる。したがって、発電実験で扱った EHD 流れは乱流であったが、乱れがそれほど大きくなかったので、物理量の時間平均値まわりの変動を無視できて、その結果、(1)～(6)式は、物理量の平均値間の関係を表していると言える。

これまでに、準一次元近似の(1)～(6)式を用いて、EHD 発電出力最大化問題を変分法により定式化し、最適ダクトとして、細長いラッパ管状ダクトを得ていた⁶⁾。実際に、このラッパ管状最適ダクトを試作し、従来用いられた一定断面積ダクトと共通条件下で電気出力を比較したところ、ラッパ管状最適ダクトの出力が、一定断面積ダクトの出力を上回るという実験結果を得ている⁵⁾。すなわち、(1)～(6)式は、近似式ではありながら、最適性に関する有用な情報を提供したことになる。このような理由で、EHD 発電では、流れは乱流状態にありながら定常を仮定した(1)～(6)式は、最適 EHD エネルギー変換過程の巨視的把握には有用と考えられる。

3. ダクト内電界の反作用電界と ポアソン電界への分解

本章では、ダクト内電界 E を反作用電界 E_r とポアソン電界 E_p に分解して、これらの空間特性を導出する。

はじめに、最適発電ダクトについて、 E の分解を試みよう。ダクト内のラプラス電界、すなわち反作用電界の発散は零なので、コレクタ電極に蓄積した電荷による、ダクトを入口から出口まで貫く電気力線の総数を ϕ_e とすると、次式が成立する。

$$AE_r = \phi_e \quad (>0) \quad (7)$$

いま、電界 E を E_r と E_p に分解するので、

$$E_p = E - E_r \quad (8)$$

E_r は、すでに得た最適ダクトの断面積 A とすべり S の最適関係⁶⁾ と(7)式から、次のように書ける。

$$E_r = \frac{2a\phi_e}{3bZ_{HC}^*} \frac{S(1-Z_{HC}^*-S)}{1-S} \quad (9)$$

ここで、 S , a , b は、次式で表される。

$$S = \frac{\mu_1 E}{u} \quad (10)$$

$$a = \left(\frac{\varepsilon}{\rho_1} \right) \left(\frac{\dot{M}_e}{\mu_1 \rho_e} \right)^2 \quad (11)$$

$$b = \left(\frac{\xi_e \varepsilon}{\mu_1 I_e} \right) \left(\frac{\dot{M}_e}{\rho_e} \right)^4 \quad (12)$$

(9)式で、 $Z_{HC}^* = Z_{HC}/\dot{M}_e$ であり、 Z_{HC} は最大値原理⁸⁾で使われる補助変数である。また、 S は、すべりで、流体場と電磁場の結合の程度を表している。次に、最適ダクトの E と S の最適関係は、すでに報告⁶⁾したように

$$E = \frac{-2I_e}{3\mu_1^2 \xi_e \dot{M}_e Z_{HC}^*} \times \frac{S^2(S-1+Z_{HC}^*)}{1-S} \quad (13)$$

となるので、この式と(9)式を(8)式に代入すると

$$\begin{aligned} E_p &= \frac{-2I_e}{3\mu_1^2 \xi_e \dot{M}_e Z_{HC}^*} \times \frac{S^2(S-1-Z_{HC}^*)}{1-S} \\ &\quad - \frac{2a\phi_e}{3bZ_{HC}^*} \times \frac{S(1-Z_{HC}^*-S)}{1-S} \end{aligned} \quad (14)$$

いま、 E_p は、正味の電気出力に関与しないので、ダクトの全長を l とすると

$$\int_0^l E_p dx = 0 \quad (15)$$

この式に、(14)式を代入し、変数 x を変数 S に変換¹⁾ して定積分を遂行すると ϕ_e が得られ、それは次式となる。

$$\begin{aligned} \phi_e &= \frac{\dot{M}_e}{\mu_1 \rho_e} \frac{\frac{1}{4H_e^*}(S_2^4 - S_1^4) + \frac{2}{3}(S_2^3 - S_1^3)}{\frac{1}{3Z_{HC}^*}(S_2^3 - S_1^3) + (S_2^2 - S_1^2)} * \\ &\quad + \frac{(2+Z_{HC}^*)}{2} (S_2^2 - S_1^2) + 2(1+Z_{HC}^*) * \\ &\quad + (2+Z_{HC}^*)(S_2 - S_1) + 2(1-Z_{HC}^*) ** \\ &\quad \times (S_2 - S_1) + (2+3Z_{HC}^*) \ln \left(\frac{1-S_2}{1-S_1} \right) *** \\ &\quad \times \ln \left(\frac{1-S_2}{1-S_1} \right) + Z_{HC}^* \left(\frac{1}{1-S_2} \right. \\ &\quad \left. + Z_{HC}^* \left(\frac{1}{1-S_2} - \frac{1}{1-S_1} \right) \right) \\ &\quad - \frac{1}{1-S_1} \end{aligned} \quad (16)$$

ただし、 S_1 , S_2 は、それぞれダクト入口および出口のすべりである。(16)式の ϕ_e を(9)式に代入すると、反作用電界の最適すべり特性を得る。これと前報⁶⁾で誘導したすべりの最適空間特性

$$x = \frac{2\varepsilon}{3\mu_1 \xi_e \rho_e Z_{HC}^*} \left\{ \frac{1-Z_{HC}^*}{2} (S_1^2 - S_2^2) - \frac{1}{3} (S_1^3 - S_2^3) \right\} \quad (17)$$

から、反作用電界の最適空間特性を得る。また、(14)式と(17)式から、ポアソン電界の最適空間特性も得る。

等速流れエネルギー変換過程、一様電界エネルギー変換過程についても、前述と同様の手法で ϕ_e を求めることができるが、これは付録に記す。

4. 最適エネルギー変換過程の考察

本章では、最適エネルギー変換、等速流れエネルギー変換および一様電界エネルギー変換の3通りの過程に関して、反作用およびポアソン電界の空間特性を数値計算で示す。この結果、反作用電界の最適空間特性が、電気出力を最大にする電界分布として極めて自然であることを述べ、この電界分布を実現するために、前報¹⁻⁴⁾すでに示した最適形状ダクトが妥当なものであったことを述べる。ついで、反作用電界とポアソン電界の最適関係も数値計算で示し、他の2つの過程との比較により、その特徴を明らかにする。最後に、流体場と電磁場を結合する負イオンの速度の最適空間分布についても言及する。ここで今後一貫して用いる数値例を、表1に示しておく。

4.1 反作用電界とポアソン電界の空間特性による

最適エネルギー変換過程の考察

はじめに、電気出力として134Wを与える、効率を最大にする発電ダクトの最適形状を図2に示す。図3は、このダクト内部に形成される反作用電界 E_r とポアソン電界 E_p の最適空間分布である。 E_r と E_p は、ダクト入口の電界強度によって規格化した。 E_r はダクトのほぼ中央付近まで増加し続けるので、負イオンには流れと逆向きの外力が次第に強く作用する。この外力に打ち勝って、負イオンをコレクタに輸送するために、図2に示すようにダクトの内径を次第に絞って作業流体速度を増やすねばならない。この過程で、負イオンのダクト入口へ向かうすべり速度も大きくなるから、これによる損失が増えるが、運動エネルギーから変換される電磁波の放射エネルギー⁹⁾もまた増える。すなわち、電気出力の増加のためには、損失増加も不可避につきまとう。したがって、損失だけ極力抑えて電気出力だけを増やそうとするのは、本来高効率エネルギー変換の理にかなわないことと言える。ダクト中央部で E_r は最大となり、その後は一気に単調減少してしまう。すなわち、コレクタに蓄積した電子に起因する負イオンに働く外力も一気に減少し、負イオンはコレクタに向かって流れやすくなる。その分、負荷に放射される電磁波の放射エネルギーも急激に減少する。作業流体の運動エネルギーを電磁波の放射エネルギーに変換するよりも、圧力エネルギーに変換して圧力を回復するために、ダクトの後半部分は使われているのである。この事実は、エネルギー変換効率の向上と密接に関係がある。すなわち E_r を減らして、圧力を回復するために、(7)式から明らかなように、ダクト後半で A を増やしていくのである。ダクトの内径を前半部で絞り、後半部で増やしていくのは、 E_r をダクト前半

表1 数値例

Table 1 Numerical example used in calculation.

$\mu_1 = 9.20 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$	$\epsilon = 2.50 \times 10^{-11} \text{ F/m}$
$\rho_0 = 9.20 \times 10^2 \text{ kg/m}^3$	$\dot{M}_e = 1.16 \text{ kg/s}$
$I_e = 3.0 \times 10^{-5} \text{ A}$	$E_1 = 5.0 \times 10^7 \text{ V/m}$
$A_1 = 3.14 \times 10^{-4} \text{ m}^2$	$V_{11} = 3.54 \text{ m/s}$
$S_t = 1.15 \times 10^{-1}$	

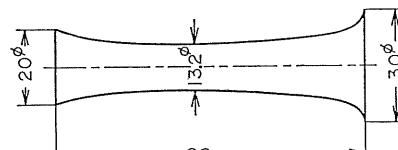
 $Z_{HC}=0.87 \quad Pe=134 \text{ W}$

図2 発電ダクトの最適形状

Fig. 2 Optimal configuration of the generator duct.

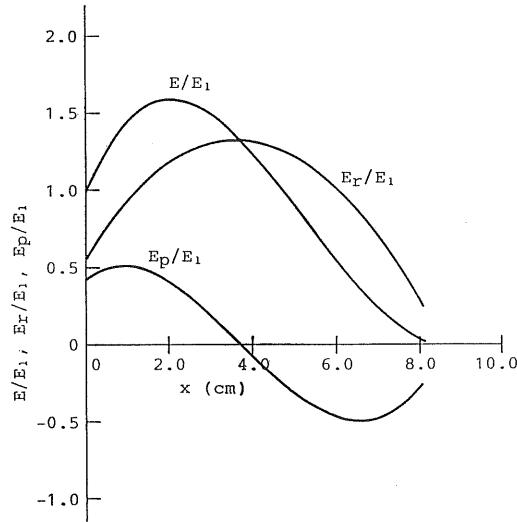


図3 反作用電界とポアソン電界の最適空間分布

Fig. 3 Optimal spatial characteristics of E_r and E_p .

で強め、後半部で弱めるためであった。

他方、ダクト内部を流れる負イオン自身が形成するポアソン電界は、図3に見るように、その方向がダクト中央付近を境にして反転する。ダクト前半では、その方向は E_r の方向と同じである。したがって、ポアソン電界は負イオンに流れとは逆向きに力を及ぼし、作業流体の運動エネルギーは電磁波の放射エネルギーに変わる。しかし、このエネルギーは負荷に放射されず、ダクト後半部の負イオン群に放射される。したがって、電磁エネルギーとして負荷で消費できない。なぜならば、ダクト前半部の負イオンに力を及ぼしているのは、同じダクト内

の、しかも後半部の負イオン群であるからである。クーロン力を及ぼしている電荷に向かって、運動電荷は電磁波を放射するからである。すなわち、空間電荷が自ら形成するポアソン電界に逆らって運動する際に放射する電磁波のエネルギーは、空間電荷にすべて吸収されてしまう。この事実は、序章で述べたように、ポアソン電界のダクト全長に渡る線積分、すなわちポアソン電界に関する電位差は零になると言いかえることができる。すなわち、ポアソン電界は、コレクタ電極の出力電圧には正味では寄与しないのである。 E_p だけに着目してダクト内を見れば、ダクト後半は、電磁波の放射エネルギーが作業流体の運動エネルギーに変換される EHD ポンプとなり、圧力回復のために、急激に失われていく運動エネルギーを補充する役割を果たしている。そして、この補充エネルギーは、ダクト前半部でポアソン電界に逆らって負イオンが作業流体に押し流される過程で発生した電磁波の放射エネルギーなのである。

このように、ダクトを図 2 のような最適形状に設計することは、 E_r と E_p に異なる役割を担わせながら、エネルギー変換効率が最大となるよう協力状態を実現するためであった。

図 4 は等速流れ変換過程の E_r と E_p の空間分布であり、 E_r は一定となっている。(2)式で $u=\text{const.}$ となるので、 A は一定となり、(7)式から $E_r=\text{const.}$ となるからである。この過程では、前報⁶⁾で誘導した E の解析解からこの空間特性を求めるとき、図 4 のように、 E はダクト入口から出口に向かって直線的に単調減少する。したがって、 E_p の空間特性は E に平行して単調減少する。ダクト出入口で、 E_r と E_p の境界値は等しくなり、 E_p は、ダクトのほぼ中央付近で零となっている。図 5 に一様電界変換過程の E_r と E_p の空間特性を示す。前報に述べたように、この過程を実現する発電ダクトは先細りのノズル形となるので、(7)式から明らかに、 E_r はダクト出口に向かって単調増加し、これを示したのが図 5 である。一定の E から単調増加の E_r を引くと、 E_p の空間特性は図のようになる。ダクト入口で、 E のなかで E_r の占める割合が、先の 2 通りの発電ダクトに比較して大きい。

4.2 反作用電界に対するポアソン電界の比による最適エネルギー変換過程の考察

図 6 に最適変換過程における E_p/E_r の空間特性を示す。正味の電気出力に関する反作用電界に対する、電気出力に関与しないポアソン電界の比率である。空間特性は直線的に単調減少する。図 7、図 8 に示すように、この特性は、等速流れ変換過程、一様電界変換過程についても同様である。最適過程では、ダクト入口で E_p /

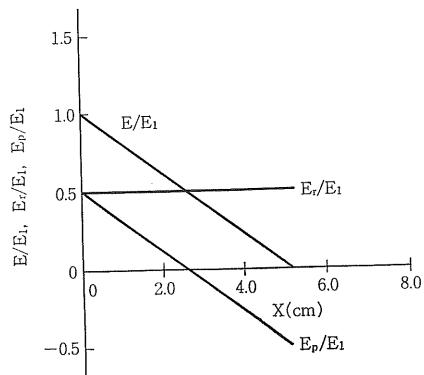


図 4 等速流れ変換過程の反作用電界とポアソン電界の空間特性

Fig. 4 Spatial characteristics of E_r and E_p of the uniform flow conversion process.

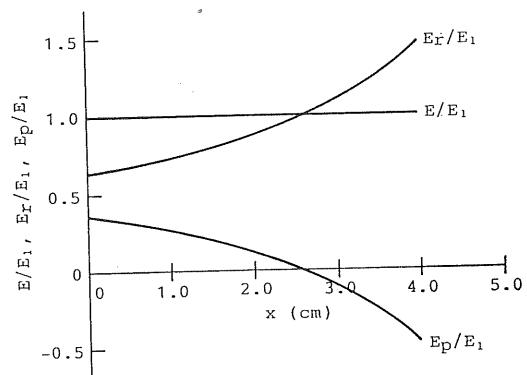


図 5 一様電界変換過程の反作用電界とポアソン電界の空間特性

Fig. 5 Spatial characteristics of E_r and E_p of the uniform electric field conversion process.

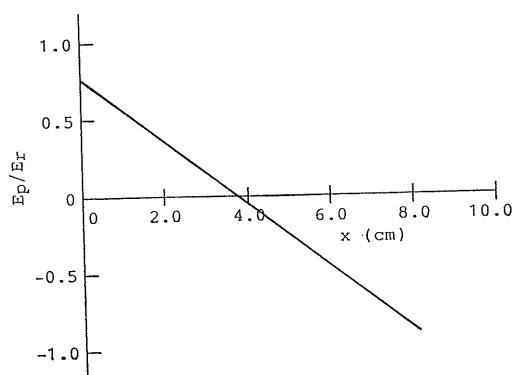


図 6 E_p/E_r の最適空間特性

Fig. 6 Optimal spatial characteristics of E_p/E_r .

$E_r = 0.75$ となり、ダクト出口で $E_p/E_r = -1.0$ である。

ダクト前半では、強力な E_r が形成されている割には、空間電荷による電界 E_p は E_r の 75% 程度に抑制されている。この事実は、電気出力の増大化にとっては都合がよい。発電が可能であるためには、 E_r と E_p の和は、常に作業流体の絶縁破壊電界強度を越えてはならない。この制限内で、正味の電気出力に関与する E_r の占める割合が大きいほど、発電出力も大きくなる。空間電荷による電界 E_p は、正味の電気出力に関与しないから、可能な限り小さい方が望ましい。しかしながら、負イオンは作業流体によって輸送されながら、電磁波の放射エネルギーを負荷に放射する重要な役割を負っている。したがって、負イオンは空間電荷として作業流体に不可避的に分布しなければならないから、 E_p も不可避的に形成される。すなわち、正味の電気出力には関与しないが、発電のためには不可欠な電界が E_p であるといえる。この E_p を必要最低限の値にとどめるようにし、これに対し、 E_r は可能な限り強くなるように分布させるために、ダクト形状を最適化したことになる。ダクト後半部では、 $|E_p|$ は前半とそれほど変わらないが、 E_r が急減するので、 $|E_p/E_r|$ は増加していく。電界の中で、相対的に、 E_p の占める割合が大きくなっている。したがって、最適変換過程では、ダクト前半の主体的電界は E_r であり、前半では副次的であった E_p が、ダクト後半では E_r に近い値となっていく。図 7 は、等速流れ変換過程の E_p/E_r である。エネルギー変換が集中的に行われるダクト前半で、最適過程に比較して E_p の占める比率が大きい。これがこの変換過程の低出力の原因である。図 8 は、一様電界変換過程の E_p/E_r である。ダクト全域に渡って、先の 2 つの変換過程に比較し、電界中で E_p の占める比率は小さくなり、ダクト出入口で $|E_p/E_r|$ は 0.5 程度である。したがって、ダクト全長に比例して発電出力を増やせるが、ノズル状ダクトの内径が、ダクト出口に近づくにつれて小さくなり過ぎ、発電出力の割には圧力降下が増え過ぎる。この結果、変換効率が激減してしまう。すなわち、電界中の E_p の占める割合をやみくもに小さくしても、エネルギー変換効率の向上は望めないどころか、むしろ低下するのである。

4.3 イオン速度の空間特性による最適エネルギー変換過程の考察

図 9 に負イオン速度の最適空間特性を示す。負イオンは、ダクト中央部まで作業流体によって加速され、速度は増加する。急激に強くなる反作用電界に抗して、負イオンが加速されるのであるから、イオンから負荷に放射される電磁波の放射エネルギーは増加し、その分、作業流体の有するエネルギーも急激に消費される。図 10 は、

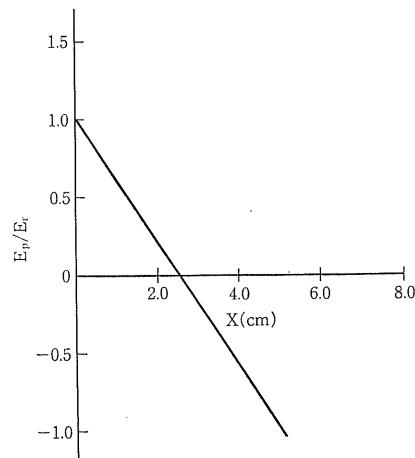


図 7 等速流れ変換過程の E_p/E_r の空間特性

Fig. 7 Spatial characteristics of E_p/E_r of the uniform flow conversion process.

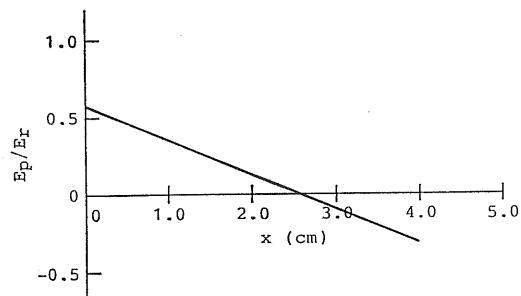


図 8 一様電界変換過程の E_p/E_r の空間特性

Fig. 8 Spatial characteristics of E_p/E_r of the uniform electric field conversion process.

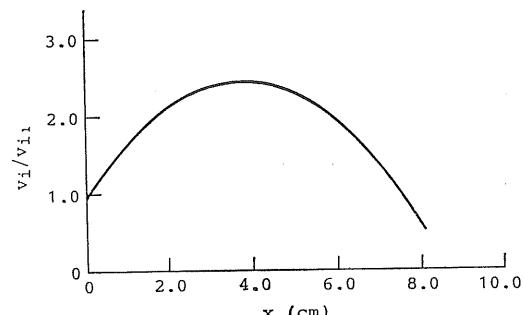


図 9 イオン速度の最適空間特性

Fig. 9 Optimal spatial characteristics of ion velocity.

等速流れ変換過程の負イオン速度の空間特性である。ダクト出口に向かって、緩慢にイオン速度は増える。この変換過程では、作業流体の速度が一定なのに対し、電界

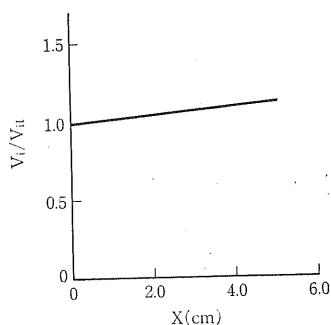


図 10 等速流れ変換過程のイオン速度の空間特性

Fig. 10 Spatial characteristics of ion velocity of the uniform flow conversion process.

が直線的にダクト出口に向かって減少するので、イオンのドリフト速度も減少する。その結果、図 10 のように、イオン速度はダクト出口に向かってゆるやかに増える。イオンの加速が緩慢なので、イオンが負荷に向かって放射する電磁波のエネルギーは、最適ダクトの前半部に比較すると少ない。図 11 は、一様電界変換過程の負イオン速度の空間特性である。この場合のダクトは先細りとなるため、作業流体の速度は指數関数的に増加する。これに対し、電界は一様なので、これに移動度をかけた負イオンのドリフト速度も一定である。結果として、ノズル状の一様電界ダクトでは、負イオン速度はダクト出口に向かって急増していく。したがって、ダクト出口に向かうにつれ、負イオンから負荷に向かって放射される電磁波のエネルギーも急増していく。ところが、ダクトが先細りのために作業流体速度が急増して、摩擦損失も急増する。最適ダクトのように、圧力回復がなされないので、電気出力が増える以上に、損失が増え、結果としてエネルギー変換効率が低下してしまう。

5. おわりに

EHD 発電ダクト内の電界を、ラプラス電界、すなわち反作用電界と、ポアソン電界に分解して、絶縁破壊電界強度の大きな作業流体の開発を想定し、これらの電界の最適エネルギー変換過程における役割を考察した。得られた主な結果を以下に要約する。

(1) ダクト内の電界は、コレクタ電極の出力電圧のみで決定されるラプラス電界、すなわち反作用電界と、作業流体の電荷密度によってのみ決定されるポアソン電界の重畳であるが、EHD 発電で正味の電気出力に関与するのは反作用電界だけである。

(2) 最適ダクトにおいて前半で内径を絞るのは、正味の電気出力に関与する反作用電界を強くするためである。ダクト後半を末広とするのは、反作用電界を弱め、

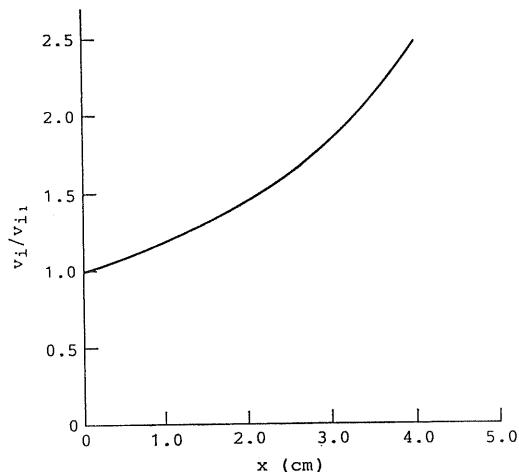


図 11 一様電界変換過程のイオン速度の空間特性

Fig. 11 Spatial characteristics of ion velocity of the uniform electric field conversion process.

作業流体の圧力回復のためであり、結果として効率向上のためである。

(3) 流体エネルギーを電磁波の放射エネルギーに変換するために空間電荷が必要となり、正味の出力に関与しないポアソン電界が不可避的に形成される。エネルギー変換効率を向上させるには、ダクト内電界に占めるポアソン電界の比率を小さく抑制し、ダクト後半でポアソン電界を圧力回復に活用するとよい。

終わりに、本論文の図面の作成にご協力いただいた八戸工業大学電気工学科電力工学講座 馬場 誠技術員に感謝の意を表する。

参考文献

- 1) 佐藤正毅、小沢保知：電気学会論文誌 B, 96 (1976) 23
- 2) M. Sato and Y. Ozawa: J. Nucl. Sci. Tech., 13 (1976) 333
- 3) 佐藤正毅：電気学会論文誌 B, 102 (1982) 347
- 4) 佐藤正毅：電気学会論文誌 B, 105 (1985) 957
- 5) 佐藤正毅、馬場 誠：電気学会全国大会講演論文集, p. 1241, 電気学会 (1981)
- 6) 佐藤正毅：電気学会論文誌 B, 110 (1990) 191
- 7) 佐藤正毅、渡利和哉：電気関係学会東北支部連合大会講演論文集, p. 63, 電気学会 (1984)
- 8) J.F. Hughes and P.E. Secker: Brit. J. Appl. Phys., 2 (1969) 1115
- 9) 砂川重信：理論電磁気学, p. 239, 紀伊國屋書店 (1969)

付録

1. 等速流れダクトの ϕ_c の決定

ダクト内径が一定の等速流れダクトの ϕ_c を求める。

(2)式と(10)式から