コロナ放電を利用した対流伝熱の促進*

滝 本 昭^{*1}, 多 田 幸 生^{*1}
山 田 和 豊^{*2}, 林 勇 二 郎^{*1}

Heat Transfer Enhancement in a Convective Field with Corona Discharge

Akira TAKIMOTO, Yukio TADA,
Kazutoyo YAMADA, and Yujiro HAYASHI

An experimental study was conducted to examine the heat transfer enhancement in forced convective channel flow by means of the ionic wind induced between the plate wall and plural negative wire electrodes, which were put at the center line of the channel. A theoretical analysis was also performed on electric, flow, and temperature field taking account of the interactions among these fields. Firstly, the combined flow field where the cellular secondary motion occurred owing to the field's interaction was characterized in conjunction with the bulk flow velocity and the electric field strength. Secondly, the enhancement of convective heat transfer rate was recognized, especially under low Reynolds number, and its mechanism was clarified. On the basis of these results, the heat transfer performance was shown in connection with the amount of electric power and pumping power.

Key Words: Thermal Engineering, Electrohydrodynamics, Corona Discharge, Ionic Wind, Forced Convective Heat Transfer, Heat Transfer Enhancement

1. 緒 言

熱交換における効率の向上は熱エネルギーの有効利用の基本であり、それには伝熱促進と熱交換流体の搬送などに要する消費動力の軽減とが課題となる。電場を用いた静電冷却法は、場に存在する空間電荷あるいは誘電体の分極に基づく力を利用するものであり、熱制御に対する高応答性、冷却の局所性、低い圧力損失などを特徴とした新しい伝熱促進技術の一つである。詳細は矢部ら⁽¹⁾⁽²⁾、菊地ら⁽³⁾の解説に見ることができるが、気流場においては空間電荷によるクーロン力が支配的であり、通常はワイヤあるいは針状電極からのコロナ放電によってイオンを発生させ、これが電界の作用下で移動し気体分子と衝突することによって生ずる流れ、いわゆる、電気流体力学 (electro-hydrodynamics: 略して EHD) 的な流れの発生としてのイオン風を利用する。

コロナ放電を利用した対流伝熱の促進に関する従来の研究としては、Yabe ら⁽⁴⁾の下向き加熱平板とワイヤ電極、今野ら⁽⁵⁾の水平加熱円管と針状電極の系に対

する報告が代表的なものであるが、いずれも静止場を対象とした、いわゆる、イオン風支配の流れを取扱ったものである。他方、強制対流熱伝達の場合にコロナ放電を付加した場合、主流とイオン風が干渉する複合対流伝熱となる。これについては Mizushima ら⁽⁶⁾の円管内部流、Velkoff ら⁽⁷⁾の水平平板上の境界層流れを対象とした研究があり、流れに平行に設置されたワイヤ電極から伝熱壁に向かって流れるイオン風が主に主流乱れを増加させ、これが熱伝達を向上させること、および一方では壁面摩擦を増大させることなどを報告している。すなわち、ここでの伝熱促進は、従来の伝熱技術に電場を組合せた複合伝熱技術にほかならないが、静電冷却法を適正に利用するためには、EHD 複合流と伝熱促進機構のさらなる詳細を追求する必要がある。

本研究は以上の観点にたつて、壁面に平行で流れに直交する複数のワイヤ電極が設置された平行平板間のダクト流を対象に、イオン風とダクト流とが干渉する複合対流場の特性、摩擦損失、および熱伝達について明らかにすることを目的とする。このような系を対象とした理由は、従来取扱われていないということもあるが、ダクト流が熱交換器における基本的な流れの一つであり、それに二次的な流れとして非連続的に作用

* 昭和 61 年 5 月 29 日 第 23 回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 昭和 62 年 4 月 1 日。

^{*1} 正員、金沢大学工学部 (〒920 金沢市小立野 2-40-20)。

^{*2} 学生員、金沢大学大学院。

するイオン風は、単相流における代表的な伝熱促進体とも言えるタービュレンスプロモータに類似性をもっているためでもある。なお、本報で用いたワイヤ電極は負極性とし、ダクト中心線上に等間隔で配置したものである。

記 号

- b : ダクト半幅 $= B/2$
 B : ダクト幅
 D_e : 等価直径
 E : 空間電界 $= -\text{grad } V$
 f : 摩擦係数 $= \Delta P / [(L/D_e)(\rho U_m^2/2)]$
 J_w : 壁面上の電流密度
 h : 熱伝達率 $= q_w / (T_w - T_m)$
 I : ワイヤ単位長さ当たりの放電電流
 K : イオンモビリティ
 L : 計算領域長さ
 Nu : ヌッセルト数 $= h \cdot 2B / \lambda$
 P : 電極間ピッチ
 Pr : プラントル数
 q_w : 壁面熱流束
 Re_{EHD} : EHD レイノルズ数 [式(7)]
 Re : レイノルズ数 $= U_m \cdot B / \nu$
 T : 温度
 T_w : 壁面温度
 T_m : 混合平均温度
 t : 時間
 U_E : EHD 特性速度 [式(8)]
 U_m : 平均主流速度
 u : x 方向速度成分 $= \partial \psi / \partial y$
 V : 電位
 V_0 : 印加電圧
 v : y 方向速度成分 $= -\partial \psi / \partial x$
 W_p : ダクト単位長さ当たりのポンプ動力
 $= \rho \nu^3 f Re^3 / 4B^3$
 W_E : ダクト単位長さ当たりの放電電力
 $= I \cdot V_0 / P$
 ϵ : 誘電率
 λ : 熱伝導率
 ν : 動粘性係数
 ρ : 密度
 ρ_c : 空間電荷密度
 ρ_{c0} : ワイヤ電極上の空間電荷密度
 ϕ : 流れ関数
 ω : 渦度 $= \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$
 ΔP : 流路入口との圧力差

添 字

～: 無次元量

無次元量

$$\tilde{u} = u/U_E, \tilde{U}_m = U_m/U_E, \tilde{v} = v/U_E, \\ \tilde{V} = V/V_0, X = x/b, Y = y/b, \tilde{\rho}_c = \rho_c/\rho_{c0}, \tilde{\psi} = \psi/(U_E \cdot b), \tilde{\omega} = \omega \cdot b/U_E, \tau = t \cdot U_E/b$$

2. 理 論 解 析

本報で取扱う物理モデルおよび座標系を図1に示す。流れが十分に発達した二次元のダクト流場において、ダクト中心線上に等間隔に設置された複数のワイヤ電極と等熱流束加熱下のダクト壁面(接地平板電極)間にコロナ放電が生ずる。したがって、放電に伴って各ワイヤから発生するイオン風が主流に対して垂直方向に、かつ流れ方向に非連続的に作用する。

電場、流れ場、および温度場を解析することになるが、電場と流れ場については、Yabeら⁽⁸⁾、YamamotoとVelkoff⁽⁹⁾による電気流体力学な取扱いに準じた。解析に際し以下の仮定を置く。

(1) コロナ放電場はアークの変動のない二次元の放電場であり、イオンの拡散の効果は無視する。

(2) コロナ放電はワイヤ電極近傍の狭い領域に限られ、電場中には中性の流体分子と、ワイヤ電極と同じ極性のイオンだけが存在する。

(3) 流れは二次元の定常流で、流体は非圧縮性の粘性流体とし、物性値は温度に対して一定とする。

(4) 流れ場に対して、静電界力が及ぼす影響は、空間電荷に作用するクーロン力に比して小さいことから無視する。

(5) 電界の作用によって接地電極(ダクト壁面)へ向かうイオンの衝突を受けて中性の流体分子が移動し、流体の流れが発生する。

(6) 放電に伴う熱の発生は無視する。

図1の座標系のもと基礎方程式および境界条件は次のように与えられる。

[基礎方程式]

電場:

(ポアソンの方程式)

図1 物理モデルおよび座標系

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = -\frac{\rho_c}{\epsilon} \quad (1)$$

(対流電流連続の式)

$$\rho_c = \epsilon \left(\frac{\partial \rho_c}{\partial x} \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial \rho_c}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial y} \right) \quad (2)$$

流れ場:

(渦度輸送方程式)

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial \tau} = \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial X} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial Y} - \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial Y} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial X} + \frac{1}{R_{EHD}} \left(\frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial Y^2} \right) + \left(\frac{\partial \bar{\rho}_c}{\partial X} \frac{\partial \bar{V}}{\partial Y} - \frac{\partial \bar{\rho}_c}{\partial Y} \frac{\partial \bar{V}}{\partial X} \right) \quad (3)$$

(流れ関数方程式)

$$\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial Y^2} = \bar{\omega} \quad (4)$$

温度場:

(エネルギー収支式)

$$\bar{u} \frac{\partial T}{\partial X} + \bar{v} \frac{\partial T}{\partial Y} = \frac{1}{R_{EHD} \cdot Pr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \right) \quad (5)$$

(境界条件)

$$\left. \begin{aligned} x=0: \frac{\partial V}{\partial x} &= 0, \bar{\psi} = 1.5 \bar{U}_m \left(Y - \frac{Y^3}{3} \right) \\ \bar{\omega} &= -3 \bar{U}_m \cdot Y, T = T_0 \\ x=L: \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial X} &= \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial X} = \frac{\partial^2 T}{\partial X^2} = 0 \\ y=0: \frac{\partial V}{\partial y} &= \bar{\psi} = \bar{\omega} = \frac{\partial T}{\partial Y} = 0 \\ y=b: V &= 0, \bar{\psi} = \bar{U}_m, \bar{\omega} = \partial^2 \bar{\psi} / \partial Y^2, \\ q_w &= \lambda (\partial T / \partial Y) \\ x=P: \partial V / \partial x &= 0 \\ \text{ワイヤ電極上: } V &= V_0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ここで、電場は流れ場とは独立に式(1), (2)で与えられ、流れ場は電場による影響として式(3)の右辺第4項に、電荷密度 ρ_c のイオンに作用するクーロン力を含んだ形で与えられている。なお、式(3), (5)中の R_{EHD} は次式で示すように EHD 特性速度 U_E を代表速度とするレイノルズ数で、電場が流れ場に与える影響を表す無次元パラメータである。

$$R_{EHD} = U_E \cdot b / \nu \quad (7)$$

$$U_E = \sqrt{\rho_{c0} \cdot V_0 / \rho} \quad (8)$$

また境界条件式(6)においては、流入境界 ($x=0$) の $\bar{\psi}$ と $\bar{\omega}$ はポアソユ流れの解により、ダクト壁面上 ($y=b$) の $\bar{\omega}$ はすべりのない条件により、また壁面温度は等熱流束の加熱条件により各々与えている。

解法は差分法により行い、壁面近傍をより細かく分割した不等間隔メッシュを用いた。まず電場については、その対称性から放電部の $1/2 (x=0 \sim \bar{P}, y=0 \sim b)$ を計算領域とし、点電荷源と仮想するワイヤ電極での

電荷密度 ρ_{c0} を仮定したうえで、式(1)中の V を SOR 法により、ついで式(2)の ρ_c をワイヤ電極からの後退差分法により解き、次式で得られる平板電極(ダクト壁面)上での電流値が実験値と等しくなるまで繰返し計算を行った。なおイオンモビリティ K は、 15°C , 1 atm における乾燥空気中の負イオンに対する値として、 $2.23 \times 10^{-4} [\text{m}^2/\text{V} \cdot \text{s}]$ を用いた⁽¹⁰⁾。

$$I = \int J_w dx = -K \int \rho_c \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)_{y=b} dx \quad (9)$$

流れ場については、渦度輸送方程式(3)にその不安定性を取り除くための風上差分⁽¹¹⁾を適用し、流れ関数方程式(4)の $\bar{\psi}$ をその都度 SOR 法で解き、求まった $\bar{\psi}$ とすでに得られている電場 ($\bar{\rho}_c, \bar{V}$) に基づき式(3)の時間ステップを進めて $\bar{\omega}$ を求めた。以上の手順を $\bar{\omega}$ が定常状態となるまで繰返した。温度場は、式(5)の対流項に風上差分を適用し、以上により得られた流れ場 ($\bar{\psi}, \bar{\omega}$) を用いて計算を行った。

3. 実験装置および方法

実験装置の概要を図2に示す。装置は低流速でも安定した流れの得られる吸込み形の風洞を用い、送風機により吸引された空気は、整流格子、助走ダクトを通過後、速度が十分に発達した流れとなって試験部に流入する。試験部は2枚の試験平板によって挟まれた平行平板ダクト(幅226 mm×高さ30 mm×長さ480 mm)であり、ダクト中心のスパン方向にワイヤ電極($\phi 0.2 \text{ mm}$, ニッケル線)が絶縁がい子製の支持部により40 mm 間隔で取付けられている。

試験平板には、図2に示すように伝熱実験用、ダクト壁面上の圧力測定用、電流密度の測定用の3種類を用いた。図3に伝熱実験に用いた試験平板を示す。平板は流れ方向に12分割された伝熱面かつ接地電極となる銅板($t=1 \text{ mm}$)、絶縁のためのベークライト板、加熱用ヒータとなるニクロムはく($t=20 \mu\text{m}$)、ベークライト板、ニクロムはくからダクト裏面への熱損失を防止するための12個の補助ヒータ(ラバーヒータ)、およびベークライト板を重ね合わせた多層構造よりなり、ニクロムはくに通電加熱することにより等熱流束の加熱条件を実現した。壁面温度の測定は、銅板・ベークライト板間に挿入した銅-コンスタンタン熱電対($\phi 0.2 \text{ mm}$)により行い、また補助ヒータの加熱量は補助ヒータ・ベークライト板間に挿入した熱電対をもとに調整した。

圧力測定用の平板(図2(b))は、アクリル板に接地電極となるニクロムはく($t=20 \mu\text{m}$)を接着したもので、流れ方向に5 mm 間隔で合計25個の圧力測定孔

($\phi 0.5$ mm) が設けられている。圧力分布は、各位置での測定圧力 P と、電場の影響を受けない試験極部入口から下流 20 mm の位置での基準圧力 P_0 との差 ΔP により評価した。

平板電流密度の測定用の平板〔図 2(c)〕はベークライト板に平板電極となる銅板 ($t=2$ mm) を接着したもので、銅板は絶縁剤 (シリコン樹脂) により 8 mm ごとに分割されており、各分割平板に流れる電流を測定して平板上の電流密度を求めた。

実験は、試験部においてコロナ放電を発生させ、主流速度 0~4 m/s, 印加電圧 0~16 kV の範囲で変化させ、定常状態のもとで、平板上の電流密度の測定、シュリーレン法によるダクト内の流れの可視化、壁面での圧力分布、摩擦係数、さらには等熱流束の加熱条件下での熱伝達率の測定を行ったものである。なおワイヤ放電極の極性に関しては、ワイヤ上にコロナ輝点が散在し、一様なコロナ放電とは言えないが、より高電圧まで安定したコロナ放電が得られることからワイヤを負極として高電圧を付加した。

図 2 実験装置概要

図 3 試験平板

4. 結果および考察

4.1 電場特性 図 4 に、電場特性として電位および空間電荷密度の解析結果を 2 本のワイヤ電極の場合を例に示す。いずれもワイヤ電極近傍で高く、放電極から遠ざかるにつれて放射状に低下する空間分布となっている。図 5 には平板電極 (ダクト壁面) 上で測定された電流密度の分布を示す。各印加電圧において、電流密度はワイヤ電極直下の位置で最大となる。実験値は実線の解析値に比べて電極下で若干低い値となるがほぼ一致しており、ここでの解析は妥当と考えられる。この両者の若干のずれは、実験において絶縁層により平板電極を分割したことによる電流の平均化が原因と考えられる。また、図 5 中に破線で付記した単一ワイヤ電極の場合の解析値と比較すると、複数のワイヤ電極を配置した場合には、放電極間の相互干渉の影響により電場の広がり方が抑制されるため、電流密度は低下する傾向を示す。このような電極間の相互干渉の影響について検討するため、2 本の電極間隔 P をバ

図 4 電場特性 ($V_0=8$ kV)

図 5 平板電流密度

ラメータにコロナ放電電圧と電流の関係を測定した。その結果、電極間隔が狭くなるにつれて同一電圧に対する電流値は次第に低下し、電極間の相互干渉は、電極間ピッチ P が $2.6b$ (b :ダクト半幅) よりも狭くなると顕著に現れることがわかった。

4.2 対流場の特性 図 6, 7 に単一および複数のワイヤ電極を配置した場合のダクト内の流れの解析結果、シュリーレンしま写真、および壁面圧力分布の測定結果を、印加電圧を一定に主流速度をパラメータに示す。シュリーレンしま写真は密度差のない状態で縦

じまとなるように調整したものであり、密度差は内蔵したヒータによりダクト壁面を若干加熱することにより発生させた。また、図 6, 7(a), (b) の条件では解析結果は定常な状態をとらないため、計算途中での結果を示した。以下、Yamamoto-Velkoff⁽⁹⁾ の研究により明らかにされている事項と同様となるが、解析結果とシュリーレン写真とを対比しダクト内の流れについて説明する。まず図 6, 7(a) の静止場においては、各ワイヤ放電極から発生するイオン風が一对の相反する回転方向を有するセル状の流れを形成する。主流の付加

図 6 ダクト内の流れ (単一ワイヤ電極)

図 7 ダクト内の流れ (複数のワイヤ電極)

により、イオン風と主流とが干渉する複合対流場となるが、主流速度が比較的小さい図6, 7(b)(c)では、主流よりもイオン風の影響が強いため、ワイヤよりも下流に位置する時計回りの二次流れは弱められながらも存在している〔イオン風支配の流れ〕。しかし、主流速度が増加し主流の慣性力が強まると、時計回りの二次流れはやがて消滅し、壁面近傍に反時計回りのセル状の二次流れのみを伴う流れとなる〔図6, 7(d), 半イオン風支配の流れ〕。さらに主流速度が増加すると、半時計回りの二次流れも弱まり、イオン風の影響はほとんど現れない流れとなる〔ダクト流支配の流れ〕。なお、シュリーレン写真において、主流速度が0.3 m/s以下の低流速下で変動の大きい乱れた流れがワイヤの上流側で観察されるが〔図6, 7(b)〕、これは二次流れによる不安定流れであり、主流の増加とともに渦の非対称化が進み安定な流れへと移行する。

一方、壁面での圧力分布もイオン風の影響によりいずれも各ワイヤ直下の付近でピーク値を有するものとなる。そして主流速度の増加につれてピーク値は減少するとともに、その位置もわずかに下流へ移行する傾向を示す。また複数のワイヤ電極を設置した場合（図7）には、単一ワイヤのみの場合（図6）と比べて圧力値はより高くなる傾向を示し、各ワイヤごとに生ずる二次流れの相互干渉の影響が見られる。解析値（実線）は実験値に近い値となっているが、若干のずれがある。これについては、上下のセル状二次流れの非対称性、コロナ輝点の形成に伴うワイヤ線上からの放電の不均一性による乱れの発生、各ワイヤごとの放電量のばらつき、などが主な原因と考えられる。

以上により、イオン風とダクト流とが干渉する複合流を、(1)イオン風支配の流れ〔図6, 7(b), (c)〕、(2)半イオン風支配の流れ〔図6, 7(d)〕、および(3)ダクト流支配の流れ、に大別して考えることにする。これらの流れの移行条件を厳密に与えることは難しいが、目安として次の条件によった。まず、図6の圧力分布に着目すると、ワイヤの下流に発生する二次流れと対応してワイヤの下流で負圧となる領域が現れていることから、その負圧力分 $\Delta P_{\min} = 0$ の条件を流れ(1)から流れ(2)へ移行する臨界条件とした〔図6(c)参照〕。次に、壁面近傍に発生する二次流れは完全に消滅することはないと考えられるが、流速の増加につれてその影響は次第に小さくなることから、ここでは圧力のピーク値 $\Delta P_{\max} = 0$ の条件を流れ(2)から流れ(3)へ移行する臨界条件とした。以上のようにして単一ワイヤ配置について決定された各流れパターンの発生条件を、イオン風の強さを表す印加電圧（無次元数では

Re_{EHD} ）とダクト流の慣性力を表す主流速度（無次元数では Re ）との関係で図8に示す。図8より、低 Re 数下のイオン風支配の流れから、 Re 数の増加に伴って、半イオン風支配の流れ、さらにダクト流支配の流れの領域までが Re_{EHD} と関係づけられ、各流れ状態の移行は、流れの不安定性などによりある幅をもっているが、ほぼ直線的な関係を示している。これより印加電圧 Re_{EHD} が高くなるにつれてイオン風が強まるため、より大きな流速 Re で各流れの移行が生ずることがわかる。なおイオン風支配の流れの領域において、より低流速・高イオン風下では前述のシュリーレン可視化法により観察された流れの不安定現象が生ずる。この発生条件も破線で併せて示すが、同様な傾きの直線的な関係となっている。

次に摩擦係数の測定結果を印加電圧をパラメータに図9に示す。測定は、流れを十分に発達させるためダクト内に8本のワイヤ電極を40 mm 間隔に設置して行い、試験部入口と出口での差圧 ΔP より摩擦係数 f を求めた。電場を付加しない場合（ Δ 印）、低流速下ではマノメータの測定精度の不足のためやや高い値とな

図8 EHD力と流れの関係

図9 摩擦係数

るが、その他の流速下では実線で示す二次元ダクトの理論式(層流),ならびに Jones⁽¹²⁾によって提案された修正 Re 数を用いた Kármán-Nikuradse の式(乱流域)と良く一致しており、ほぼ理想的なダクト流であることが確認される。次に電場を付加した場合、層流域では約 6~8 倍、乱流域では約 4~5 倍程度に摩擦係数の増加が見られる。これは、イオン風が主流に対して流動抵抗となるためと考えられ、印加電圧の増加につれてイオン風は強まり、摩擦係数は増加する傾向を示す。参考までに、伝熱促進を目的とした棚沢ら⁽¹³⁾によるタービュレンスプロモータ設置時での摩擦係数の測定値を破線で付記するが、ここでは本結果はより小さな値となっている。

4.3 熱伝達

4.3.1 局所熱伝達率 図 10 に、局所熱伝達率の分布をワイヤ放電極を設置した試験ダクト後半以降について示す。コロナ放電の開始直後の印加電圧(6 kV)では、イオン風は弱く不安定であり、熱伝達率の分布は平坦なものとなっている。しかし、印加電圧がより高く、すなわちイオン風が強まるにしたがって、熱伝達率は増加し、同時に局所性が現れてくるのがわかる(7, 8 kV)。このとき、熱伝達率はワイヤ電極の上流(二次流れ前方のよどみ点)付近でいったん低下した後、ワイヤよりも下流で最大となり、その後減少する分布となる。破線は印加電圧 8 kV に対する解析値であり、より明確な局所性を示すが、実験値に比べてかなり小さい値となる。これについては、放電が各ワイヤ線上に散在するコロナ輝点に集中する結果、イオン風がワイヤ線上からの非一様な流れとなるため生じる乱れの影響が主因となって、実験値が解析値より高い熱伝達率を示すと推測される。

4.3.2 平均熱伝達率と伝熱性能の評価 温度発達域における各放電部当たりの平均熱伝達率を Re 数との関係で図 11 に示す。ここで、熱流束は層流域では $q_w=100 \text{ W/m}^2$ 、乱流域では $q_w=200 \text{ W/m}^2$ とし、ワイヤ放電極を試験部入口から 260 mm の位置より 40 mm 間隔で 6 本設置し、その第 4 番めの放電部について平均することにより、温度が十分に発達した領域での平均熱伝達率を求めた。なお、コロナ放電場では放電に伴って熱が発生するが、ここでは混合平均温度を次のように補正し、この発熱の影響を除いて熱伝達を評価することとした。すなわち、あらかじめ測定したワイヤ単位長さ当たりの放電による発熱量 q_E を考慮して、第 i 番めのワイヤ電極通過後の混合平均温度 $T_m(x)$ を、入口温度 T_0 に対して次式で与えた。

$$T_m(x) = T_0 + \frac{2q_w x + q_E i}{\rho C_p B U_m} \dots \dots \dots (10)$$

図 11 において、まず電場を付加しない場合(△印)、層流域では試験ダクトの長さが短く、温度境界層の発達が不十分なため、熱的に十分発達した等熱流束下の二次元流路における値($Nu=8.23$)よりもかなり大きな値となるが、乱流域では Dittus-Boelter の実験式と良く一致していることから、ダクトの特性は伝熱実験において妥当なものと判断した。次に、電場を付加した場合、温度場は本試験ダクト内で十分に発達した。図 11 から、熱伝達率は電場の付加により向上し、印加電圧が高いほどイオン風は強まるため、その伝熱促進効果も大きくなることがわかる。このような熱伝達の促進は、二次流れの形成に伴う境界層厚さの減少、およびイオン風による流れの乱流化の促進によるものと推察される。流れ場との関係では、熱伝達率は Re 数にあまり依存せず、また高 Re 数の領域ではイオン風の効果が減衰し、伝熱促進はほとんど期待できなくなることがわかる。したがって、イオン風はタービュレンスプロモータなどによる伝熱促進が期待できない層

図 10 局所熱伝達率

図 11 平均熱伝達率

図 12 伝熱性能

流域から、比較的低 Re 数の乱流域において有効であると言える。

以上のようにコロナ放電の付加により熱伝達が促進される際には、放電電力 W_e およびポンプ動力 W_p の増加を伴う。そこですでに得られた結果に基づき、熱伝達率と消費動力 ($W_e + W_p$) の関係を図 12 に示し、伝熱性能を総合的に評価する。本研究では比較的低 Re 数の領域を対象としたこともあり、放電電力が消費動力の大部分を占め、印加電圧が 7 kV 以上ではその 95 % 以上となる。図 12 より、各流速下で、消費動力の増加につれて熱伝達率も増加することがわかる。このとき、消費動力に対する熱伝達率の増加割合は、層流域 ($Re=1290$) において最も大きく、以後、流速が高くなるに伴って徐々に緩やかになる傾向を示す。これよりイオン風は層流域で最も効果的に作用していると考えられる。また、図 12 中に破線で示した棚沢ら⁽¹³⁾による半多孔板形のタービュレンスプロモータの性能と比較すると、放電現象では電気エネルギーから流体の運動エネルギーへの変換効率が非常に低いため、本手法はより低い性能にとどまっている。

5. 結 言

コロナ放電に伴うイオン風を利用した対流伝熱の促進について、ダクト中心線上に複数のワイヤ電極が配置された平行平板間のダクト流を対象に、電場特性、流動特性、および伝熱特性の点から検討し、以下の結論を得た。

- (1) 2本のワイヤ電極が設置されたコロナ放電場について、ワイヤ電極間の相互干渉による放電の減少の影響を含めて明らかにされた。
- (2) コロナ放電の付加によりイオン風が発生する結果、ダクト内では壁面近傍にセル状の二次流れが形成されることがシュリーレン写真および壁面圧力分布から確認された。また、その流れの特性が印加電圧および流速と関係づけて明らかにされた。
- (3) イオン風の影響により摩擦損失は増加する。
- (4) コロナ放電を伴う対流伝熱場においては、イオン風の効果により、層流域から比較的低 Re 数の乱流域の範囲で熱伝達は促進される。その際、熱伝達は印加電圧が高くなるにつれて増加する。また消費動力 (放電電力+ポンプ動力) に対する熱伝達の増加割合は、層流域で最も顕著となった。

文 献

- (1) 矢部, 機習教 第600回, (昭60), 28.
- (2) Yabe, A., ほか2名, *Heat Transfer in High Technology and Power Engineering*, (1987), 394, Hemisphere.
- (3) 菊地・谷口, 機械の研究, 30-7 (昭53), 793.
- (4) Yabe, A., ほか2名, *Proc. 6th Int. Heat Transf. Conf.*, 3 (1978), 171.
- (5) 今野・ほか3名, 化学工学論文集, 4-4 (昭53), 366.
- (6) Mizushima, T., ほか4名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 23-8 (1980), 1105.
- (7) Velkoff, H. R. and Godfrey, R., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 101-1 (1979), 157.
- (8) Yabe, A., ほか2名, *AIAA J.*, 16-4 (1978), 340.
- (9) Yamamoto, T., and Velkoff, H. R., *J. Fluid Mech.*, 108 (1981), 1.
- (10) 高分子学会, 静電気ハンドブック, (昭43), 451, 地人書館.
- (11) Gosman, A. D., ほか4名, *Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows*, (1969), 89, Academic Press.
- (12) Jones, O. C., Jr., *Trans. ASME, ser. I*, 98-2 (1976), 173.
- (13) 棚沢・ほか3名, 機論, 50-451, B (昭59), 896.

討 論

〔質問〕 矢部 彰

〔工業技術院機械技術研究所〕

コロナ放電イオン風を工業的に利用する場合に重要となる圧損と伝熱促進性能の関係を解明されたこと

に、敬意を表する。以下の点を、ご教示願いたい。

- (1) 貴実験装置は、上下対称な電極形状ではあるが、コロナ放電およびイオン風の上下方向の対称性は明らかにされていない。特に、イオン風は、上下方向に

対称性を保ちにくい流れと予想されるが、イオン風の乱れの程度、および、その乱れによる伝熱促進効果はどの程度と予測されているのか。

(2) コロナ放電イオン風による二次流れの効果を利用する伝熱促進の場合には、貴研究の3 cm よりも高さの高いダクト流に対して、壁近傍（壁から数 cm の所）に流れに平行にワイヤを設置して、境界層のみに効果をおよぼして薄い境界層を実現することが有効と思われるが、貴研究結果から予測されるコロナ放電イオン風の最適活用法は、どのようなものと考えられるのか。

〔回答〕 (1) 実験に際して、ダクト内に設置された各ワイヤ放電極から上方および下方のダクト壁面に流れる電流値がほぼ等しいことを確認している。また、シュリーレン法による可視化実験により、主流速度の非常に小さい場合を除けば、イオン風による二次流れは時間的にその大きさと位置が若干変動するものの、上下方向におおむね対称となっている結果を得ている。ご指摘にあるイオン風の乱れについては測定していないが、以上より本研究の範囲では上下の非対称性によるイオン風の乱れ、およびそれによる伝熱促進効果は小さいと推測している。

(2) 本論文はダクト中心に主流と直交してワイヤ放電極を配置した場合についての報告であり、ここで扱っているダクト流熱伝達の促進に対する最適化やイオン風の最適活用法については、ここでの結果を基礎として次報以降で追求する予定である。したがって現段階ではイオン風の最適活用法について明解な見解を得るには至っていないが、できるだけ伝熱面近傍の境界層にイオン風を有効に作用させるべくワイヤ放電極を伝熱面の近傍に設置することはご指摘のとおりである。この際、主流に対してワイヤ放電極を設置する方向は二次流れの形成と関連して重要であるが、これに

ついては直交配置を取扱った本研究に引き続き、主流と平行な配置についての研究を計画している。また、イオン風を発生させる方向も重要な問題であり、通常採られるワイヤから伝熱面へ向かって発生させる方法のほかに、伝熱面から発生させる方法、あるいは伝熱面に沿って発生させる方法などが可能性として考えられる。

〔質問〕 棚 沢 一 郎

〔東京大学生産技術研究所〕

図 12 を見ると、同じヌッセルト数を実現するのに要する放電電力とポンプ動力の和 ($W_e + W_p$) の値は、レイノルズ数の増大につれて減少している。すなわち、同じヌッセルト数を得るにはコロナ放電を利用するよりも、流速を上げるほうがよいということになる。このことは、コロナ放電による対流伝熱促進の有用性に対して大きな疑問を提出することになるがいかがだろうか。

〔回答〕 (1) 本報は、EHD 場における複合的な流れと伝熱の特性を明らかにすることを目的としており、ダクト流とダクト中心に放電極を設置したここの系は、基本的な対象の一つとして扱ったものである。すなわち、伝熱促進の観点からすれば、放電極の配置などを含めた装置の最適化により、さらなる効率向上が期待されるものであり、これについては次報以降で報告の予定である。以上のことから、図 12 の結果は一般性という点では不十分なものとなるが、ヌッセルト数に対する消費動力と流速の定性的な関係は、流れ場に電場を組合せた静電冷却の本質と推察される。とすれば、質問者のご指摘は極めて妥当であり、その際には緒言でも述べたように、熱制御に対する高応答性や冷却の局所性などの長所を生かした用途にのみ静電冷却の有用性が求められることになる。