空気中に垂直に配列した水平 2 円柱からの自然対流熱伝達[†]

栗山雅文・李相一^{*}・原田英二・今野宏卓

山形大学工学部 物質工学科^{††}

垂直に配列した水平 2 円柱からの空気中における自然対流熱伝達について実験的に検討した。両円柱の熱伝達係数とその配列ピッチおよび表面温度との関係の測定結果を提出し、下部円柱からの浮力流が上部円柱の熱伝達に強く影響していることを示した。また、2 円柱周りのフローパターンと温度分布も提示し、各々の円柱周りの対流が干渉する様相について言及した。さらに、これらの実験結果に基づいて、上部円柱の熱伝達係数に及ぼす対流の干渉の影響を評価する簡単なモデルを提案し、これにより実測の熱伝達係数の挙動を良好に説明し得た。

緒 言

広い空間に置かれた簡単な形状の単一物体周りの自然対流熱伝達に関しては、すでに数多くの理論的および実験的研究が成されており、条件に応じて熱移動速度や物体周りの温度場の様相をある程度推定することが可能である。しかるに現実遭遇する熱伝達では、隣接して配置された複数の物体周りの自然対流が相互に干渉し合っている場合も少なくない。この種の熱伝達は、例えば自然対流式の管型熱交換器や工場のユーティリティ配管網などでしばしば見受けられ、これに関する従来の報告も水平円柱を互いに平行に数本配列した、いわゆる水平円柱群に関するものが比較的多い。現在のところ、円柱を鉛直面上もしくは水平面上に 1 列に配置した、いわゆる単列垂直配列^{3,5-8)}もしくは単列水平配列円柱群⁵⁾に関する研究、また正方配列および千鳥配列円柱群に関する研究⁸⁾などが散見され、円柱群全体の平均熱伝達係数については二、三の無次元相関式が提出されている。しかしながら、群の構成要素である個々の円柱の熱伝達挙動に関しては、若干の実験結果とその定性的説明が報告されているに過ぎず、温度場や速度場の干渉の様相は未だ十分には明らかにされていない。また、それゆえ円柱群全体の熱伝達に対しても、各円柱周りの対流の相互干渉に関する考察に基づいた定量化は成されていない。

そこで本研究では、水平円柱群の自然対流熱伝達の挙動を解明するための第一歩として、空気中に垂直に配列した加熱水平 2 円柱の自然対流熱伝達実験を行い、円柱

の配列ピッチや温度条件に応じて変化する温度場と速度場の干渉に考察を加えることにより熱移動速度の定量化を試みた。

1. 実験装置および方法

実験に用いた伝熱円柱の構造と寸法を Fig. 1 に示す。測定円柱は、放射による影響を極力小さくするため表面にクロムメッキを施した、外径 8, 15 および 30 mm の肉厚の中空銅円柱で、内部に備えたニクロム線ヒータに安定化電源から通電することにより表面温度を任意に設定できる。この測定円柱の両端にはこれと同一構造の補償円柱を接続し、同様に内部に備えているヒータへの入力を調整して測定円柱と温度を一致させることにより、測定円柱両端からの熱放散を防止した。なお、測定円柱の表面には軸方向の 2 箇所に各々周方向 3 箇所、合計 6 箇所に $\phi 0.08$ Cu-Co 熱電対が取り付けられてある。図に示したように、2 本の同一直径の伝熱円柱を空気中において鉛直面上に互いに平行かつ水平に配列して、その配列ピッチおよび表面温度を種々変化させて熱伝達測定を行った。

測定には定常法を用いた。すなわち、上、下 2 本の測定円柱を所定の表面温度に加熱すると共に補償円柱もこれと同温度に加熱し、定常状態を得る。その時の各測定円柱内のヒータに流れた電流と電圧降下および円柱表面温度と室温を測定して放熱量ならびに熱伝達係数を求めた。ここで、円柱表面温度には前記の 6 箇所に取り付けられた熱電対による測定値の算術平均を用いた^{*}。また、これと同時に円柱周囲の空気温度分布の測定も行った。す

[†] 1993 年 3 月 12 日受理；化学工学会第 22 回秋季大会（1989 年 10 月）にて発表

^{††} 〒 992 米沢市城南 4-3-16

^{*} 吉林化工学院化学工程系

^{*} 肉厚の銅円柱を用いているので、表面温度の測定値間の差は最大でも算術平均値の 1% 以下、代表温度差に対する相対偏差としても高々 2% 程度であった。

Fig.1 Detail of test cylinder

なわち、 $\phi 0.08\text{Cu-Co}$ 熱電対を円柱軸と平行に挿入して検出端を円柱軸に直交する鉛直断面内の各位置に移動させ、定常状態をその都度確かめつつ、その位置の温度と座標を測定した。なお、この断面内の空気温度は円柱軸を通る鉛直線に関して対称なので、ここでは一方の断面内で数十ないし百数十箇所の温度測定を行った。さらに $\phi 15$ 円柱については、線香の煙と薄膜状レーザ光によって、空気温度分布を測定した断面内のフローパターンを可視化し、考察の資料とした。

2. 実験結果および考察

2.1 単一円柱の自然対流熱伝達

垂直配列 2 円柱からの干渉を伴う熱伝達に対する検討に先立ち、その基礎となる単一円柱の熱伝達測定を行った。熱伝達係数の測定結果をヌセルト数 Nu_s とレイリ数 Ra の関係として Fig. 2 に示した。なお、物性値には円柱表面温度とバルク空気温度との平均値 $(t_w + t_\infty)/2$ における値を用いている。図中の破線は比較のために付記した Elenbaas の式¹⁾であるが、 Nu_s の本実験値はこれより 3, 4% ほど大きな値を示した。そこで、彼の式の関数形を用いて係数のみを本実験値から求め次式を得た。

$$Nu_s \cdot \exp(-2/Nu_s) = 0.174 Ra^{1/3} \quad (1)$$

この式の計算値も図中に実線で示したが、本研究ではこの値をもって単一水平円柱の自然対流熱伝達の基準値とした。

ところで、後述する垂直配列 2 円柱の熱伝達では下部円柱から上昇する浮力流が上部円柱周りの対流に干渉す

Fig.2 Natural convection from single horizontal cylinders

るが、この浮力流の温度と速度を知ることが干渉の度合いを推定する上で一つの手がかりになると思われる。そこで、そのための基準として、単一円柱からのブルーム (plume) と呼ばれる浮力流の中心温度を測定してみた。浮力流の温度と速度に関する研究としては、単一線熱源からの自然対流に関する Gebhart の報告²⁾があり、中心温度 t_c および中心速度 u_c について次の理論式が与えられている。

$$t_c - t_\infty \propto (q^*/C_p)^{4/5} (g\beta\rho^2\mu^2)^{-1/5} x^{-3/5} \quad (2)$$

$$u_c \propto (g\beta q^*/C_p)^{2/5} \{x/(\rho\mu)\}^{1/5} \quad (3)$$

ここで x は熱源からの鉛直方向距離、 q^* は単位長さ当たりの放熱速度である。これらの式は太さを有しない細線に関するものであるが、 $q^* = h(\pi D)(t_w - t_\infty)$ と置換することにより直径 D なる円柱への適用を試みた。この置換を Eqs. (2) および (3) に施し、無次元式に書き改めれば C_1 と C_2 を比例定数として次式を得る。

$$\left[\frac{t_c - t_\infty}{t_w - t_\infty}\right]^{-5/3} \left[\frac{Nu_s^4}{Gr Pr^4}\right]^{1/3} = C_1 \left[\frac{x}{D}\right] \quad (4)$$

$$\left[\frac{Du_c \rho}{\mu}\right]^5 \left[\frac{Nu_s Gr}{Pr}\right]^{-2} = C_2 \left[\frac{x}{D}\right] \quad (5)$$

直径 8, 15 および 30 mm の円柱についての中心温度 t_c の測定結果を、その時の t_w , t_∞ , Nu_s , Gr , Pr の値を用いて Eq. (4) に従って無次元距離 (x/D) に対してプロットした結果を Fig. 3 に示す。ただし、距離 x の原点は円柱表面としている。 x が大きくなると中心温度 t_c と室温 t_∞ との差が小さくなるので必然的にプロットのばらつきが大きくなるが、この程度の直径範囲では直径の違いによる明確な差異は見られず、概ね Eq. (4) の関係が成立すると近似できることがわかった^{*}。また、本実験では実際に浮力流速の測定を行っていないが、温度については Eq. (4) が適用できたことから、同様の手順で得られた Eq. (5) も近似的に成立することが期待される。

2.2 垂直配列 2 円柱の自然対流熱伝達

1) 上, 下円柱の表面温度が等しい場合 Fig. 4 に、上, 下の円柱の表面温度が互いに等しい条件の下で得られた各円柱周りの熱伝達係数の測定結果を示す。直径 15

*) 厳密には、Fig. 3 の測定値は座標原点に収束しない。この不一致は、Eq. (3) が、その導出過程における仮定によって $x \rightarrow 0$ で $t_c \rightarrow \infty$ となるのに対して、実際の円柱では $x \rightarrow 0$ で $t_c \rightarrow t_w$ であることの差異による。いま、この実際の条件を Eq. (4) に代入し、また Nu_s , Gr , Pr の相互関係を McAdams の式で表せば、Eq. (4) の左辺は $x/D = 0$ で 0.6 となる。しかし、円柱表面の極く近傍を除けば大略 Eq. (4) が成立するとみなしても大きな誤差はない。

Fig. 3 Plume centerline temperatures above single horizontal cylinders

mm の円柱に関する結果で、横軸は円柱の配列ピッチ p と直径 D との比、縦軸は上部もしくは下部円柱の熱伝達係数 h_u もしくは h_l と同一レイリ数における単一円柱の値 h_s との比である。下部円柱の熱伝達係数は、配列ピッチの極く小さい領域を除けば、概ね単一円柱と同程度の値を示した。しかしながら、配列ピッチが比較的小さい時には、上部円柱の存在が下部円柱の浮力流を遮ることによる熱伝達の抑制効果と、上部円柱周りの浮力流が下部円柱からの浮力流を誘引することによる促進効果の双方が生じていると考えられる。したがって、現象的には、この2つの相反する効果が同程度に作用した時に下部円柱が見掛け上単一円柱と同じ熱伝達係数を示し、また p/D が極端に小さい時には抑制効果の方が若干大きいと言えるが本実験ではそれほど顕著なものではない。一方、上部円柱の熱伝達では、既往の報告^{3,5,6,8)}にも述べられているように、 p/D の増加と共に抑制から促進に移行する傾向が顕著に現れるが、これは下部円柱から到達する高温の浮力流が上部円柱を包み込むことによる抑制効果と流れの重畳による促進効果の兼ね合いに依存する現象である。このような上部円柱の熱伝達挙動は、図に見られるように、 p/D と h_u/h_s の関係においてはレイリ数の影響が明確には認められない。しかし、図には示さないが、直径8および30mmの測定結果も合わせて広範囲のレイリ数変化の影響を調べたところ、レイリ数が小さいほど抑制領域が若干広がり p/D のより大きな値で抑制から促進に転ずることがわかった。この抑制と促進の度合いは円柱配列ピッチに応じて変化する浮力流の温度と速度に依存するので、次に、円柱軸と垂直な断面内の空気温度分布の測定とフローパターンの可視化を行った。

Fig. 5 は $\phi 15$ 円柱周りのフローパターンと空気温度分布を示したものである。温度分布は図中に記した無次元温度の等温線で表示してある。またフローパターンの可視化写真は薄膜状レーザを写真の左側から照射した時のもので、温度分布図と同じ位置に円柱がある。 $p/D=3.0$ の時のフローパターンでは、上部円柱頂上の流れの渦み

Fig. 4 Variation of heat transfer coefficients of upper and lower cylinders with cylinder spacing

領域（写真で黒く見える部分）が下部円柱のそれに比べて広がっており、上部円柱周りの流れが下部円柱からの浮力流によって加速されていることがうかがえる。また温度分布では、無次元温度0.7の等温線が2円柱にわたる閉曲線として現れ、上部円柱周りの空気が多少高温化されていることがわかる。この $p/D=3.0$ の条件では、先程の Fig. 4 で明らかなように、上部円柱の熱伝達係数は単一円柱の値よりわずかに小さい程度であり、これは上述の流れの加速による熱伝達の促進効果と周囲空気の高温度化による抑制効果がほぼ相殺した結果といえる。一方、 $p/D=2.0$ の条件の下で上部円柱の熱伝達が抑制されることは、ここに示したフローパターンと温度分布から明らかである。すなわち、フローパターンからは2円柱間へのバルク空気の流入が少ないことが推測され、また温度分布図には境界温度に等しい値（無次元温度0.5）の等温線が2円柱にわたって現れ、各円柱周りの温度境界層が接続された様相を呈していることが確認できる。

Fig. 6 は、下部円柱からの浮力流の中心温度 t_{cl} を測定した結果である。ただし、図中の（ ）印を付けたプロットは測定用熱電対の検出端が上部円柱の温度境界層内に入った時のものであり、浮力流温度ではない。Fig. 4 で述べたように、下部円柱の熱伝達挙動は単一円柱と概ね等しいので、浮力流中心温度も単一円柱とほぼ同様であることがわかる。

2) 上、下円柱の表面温度が異なる場合 上部円柱に及ぼす下部円柱からの浮力流の影響をより端的に調べる目的で、下部円柱の表面温度を上部円柱のそれより高

Fig. 5 Temperature profile and flow pattern in two-cylinder array ($D=15$ [mm], $t_{wu}=t_{wl}=t_w=60$ [°C], $Ra=1.1 \times 10^4$ [-]).

Fig. 6 Plume centerline temperatures above lower cylinder in two-cylinder array

く設定して熱伝達測定を行った。下部円柱の熱伝達係数は単一円柱と同様の値を示すので、 $\phi 15$ 円柱に関する上部円柱の熱伝達係数の測定結果の数例を Fig. 7 に示す。なお、図中の実線は後述する相関式の計算値である。図に記したように、上部円柱の表面温度を 30°C に設定し、下部円柱の温度を $40, 50, 60^\circ\text{C}$ と変えた時のもので、比較のため両円柱の表面温度が等しい時の結果も付記した。より高温の下部円柱からは、当然ながら、より高速かつ高温の浮力流が上部円柱に到達するので、その熱伝達を促進もしくは抑制する大きな潜在的効果を有していると考えられるが、測定結果には抑制効果がより顕著に現れている。

Fig. 8 は $p/D=3.0$ の場合のフローパターンと空気温度

Fig. 7 Variation of heat transfer coefficient of upper cylinder with cylinder spacing

分布である。下部円柱表面温度が 60°C の時には上部円柱頂上の渦み点近傍に比較的大きな渦領域が見られ、下

Fig. 8 Temperature profile and flow pattern in two-cylinder array
($D=15$ [mm], $p/D=3.0$)

底部円柱表面温度 40°C の時に比べて明らかに流れがより加速されていることがわかる。しかしながら、上部円柱表面温度とほとんど等しい中心温度を有する浮力流が下部円柱から上部円柱に達しており、上部円柱周囲の空気がかなり高温化されていることがわかる。その結果、Fig. 7に見られるように、上部円柱からの放熱はほとんど無い。結局、下部円柱からの浮力流が上部円柱の熱伝達に対して抑制あるいは促進のいずれの効果を及ぼすかの判別因子は、それが上部円柱に到達する時の温度であり、速度は抑制もしくは促進の程度に関与していると推察される。

以上の傾向は直径の異なる他の円柱についてもほぼ同様であるが、本実験範囲内では p/D の値が等しければ直径が小さいほど抑制の度合いが若干大きいことがわかった。

3) 上部円柱の熱伝達係数の相関 これまで述べてきたように、下部円柱の熱伝達係数は単一円柱の実験式で推定できるので、ここでは上部円柱の熱伝達係数を簡単なモデルによって相関することを試みた。

上部円柱周囲の熱伝達は、それが単独に存在する時の純自然対流と下部円柱からの浮力流による一種の強制対流が重畳したものなので、この重畳をモデル的に放熱量の加算で表すことにする。すなわち、上部円柱からの放熱量 Q_u を単一円柱の時の放熱量 Q_s と下部円柱からの浮

力流に起因する放熱量の変化分 Q_B の和として

$$Q_u = Q_s + Q_B \quad (6)$$

と仮定する。ここで Q_B は、熱伝達が促進される時には正の値、また抑制時には負の値を取る変数とする。 Q_u および Q_s は各々定義より

$$Q_u = h_u (\pi DL) (t_{wu} - t_{\infty}) \quad (7)$$

$$Q_s = h_s (\pi DL) (t_{wu} - t_{\infty}) \quad (8)$$

で与えられ、 h_s は Eq. (1) で求められるので、結局上部円柱の熱伝達係数 h_u の推定は、 Q_B を推定する問題に帰着される。前述のように、上部円柱の熱伝達が促進されるかあるいは抑制されるかは下部円柱からの浮力流の温度に依存するので、ここでは上部円柱位置に到達する浮力流の中心温度 t_{cl} がある値 t^* を越えた時に抑制、それ以下では促進効果が現れると考える。すなわち、

$$Q_B = \text{const.} \times (t^* - t_{cl}) \quad (9)$$

さらに、この式の係数が伝熱面積 (πDL) および浮力流による強制対流の熱伝達係数 h_B に比例すると考えると、上部円柱のヌセルト数 $Nu_u (=h_u D/\lambda)$ の表示式として

$$Nu_u = Nu_s + C_3 Nu_B \left[\frac{t^* - t_{\infty}}{t_{wu} - t_{\infty}} - \frac{t_{cl} - t_{\infty}}{t_{wu} - t_{\infty}} \right] \quad (10)$$

を得る。ここで $Nu_B (=h_B D/\lambda)$ を、従来の強制対流熱伝達の実験式に準じ、到達浮力流の中心速度 u_{cl} を代表速

度とするレイノルズ数およびプラントル数によって

$$Nu_B = C_4 \left[\frac{Du_{cl} \rho}{\mu} \right]^{1/3} Pr^{1/3} \quad (11)$$

と仮定し^{*}), これをEq.(10)に代入して整理すれば

$$Nu_u = Nu_s + C_3 C_4 \left[\frac{Du_{cl} \rho}{\mu} \right]^{1/3} Pr^{1/3} \times \left[\frac{t^* - t_\infty}{t_{wu} - t_\infty} - \frac{t_{wI} - t_\infty}{t_{wu} - t_\infty} \cdot \frac{t_{cl} - t_\infty}{t_{wI} - t_\infty} \right] \quad (12)$$

を得る. 式中の $(t_{cl} - t_\infty)/(t_{wI} - t_\infty)$ および $Du_{cl} \rho/\mu$ に各々Eqs.(4)および(5)の関係を用い, さらに下部円柱頂上から上部円柱中心までの無次元座標 $x/D = p/D - 1/2$ と置換することにより次式が得られる.

$$Nu_u = Nu_s + C_5 \left[\frac{Nu_l Gr_l}{Pr} \right]^{2/5} Pr^{1/3} \left[\frac{p}{D} - \frac{1}{2} \right]^{1/15} \times \left\{ \frac{t^* - t_\infty}{t_{wu} - t_\infty} - C_6 \frac{t_{wI} - t_\infty}{t_{wu} - t_\infty} \left[\frac{Nu_l^4}{Gr_l Pr^4} \right]^{1/5} \left[\frac{p}{D} - \frac{1}{2} \right]^{-3/5} \right\} \quad (13)$$

ただし, $C_5 = C_2^{1/5} C_3 C_4$, $C_6 = C_1^{-3/5}$

ここで, Eq.(4)の C_1 はFigs. 3および6の測定結果から約2.3と与えられるので, $C_6 = 0.6$ を得る. そこで, C_5 および $(t^* - t_\infty)/(t_{wu} - t_\infty)$ を未定パラメータとし, Eq.(13)が Nu_u の全実測値を最も良好に表示するように推定した. その結果, $C_5 = 1.46$, $(t^* - t_\infty)/(t_{wu} - t_\infty) = 0.25$ を得た. Fig. 7に記した各実線は, これらのパラメータ値と Nu_s に関するEq.(1)を用いたEq.(13)の計算結果であるが, 実測値の傾向を良好に表している. なお, 後者のパラメータ値0.25をFig. 5に示した無次元温度 $(t_w - t)/(t_w - t_\infty)$ の値に換算すると0.75となり, 到達する浮力流中心の無次元温度がこの値以下になるところで上部円柱の熱伝達が抑制され始めることを意味しているが, この事柄は, Fig. 5に示した $p/D = 3.0$ の条件下における温度分布とこの時のFig. 4の h_u/h_s の測定結果を対比させることで確認できる. また, Fig. 9には上部円柱のヌッセルト数の全測定値とEq.(13)との比較を示したが, 良好な相関性が得られることがわかった.

結 言

水平円柱群の最も基本的配列の一つである垂直2本配

^{*} 既往の研究⁴⁾によれば, 外径20 mmの加熱円柱から上昇する浮力流の中心速度はレイリ数 $Ra = 1.7 \times 10^4$ の時で毎秒数 cm ~ 十数 cm であり, これを代表速度とするレイノルズ数は $10^{-1} \sim 1$ のオーダーと推測される. 一方, この条件下の一樣流中における単一円柱のヌッセルト数に関する実験式では, レイノルズ数の指数が0.3~0.4の値を取ることが知られている. 本実験は一樣流とは条件が異なるものの, レイノルズ数の指数は大略同程度と考えてEq.(11)を仮定した.

Fig. 9 Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients for upper cylinder in two-cylinder array.

列円柱群に関して, 加熱時における干渉を伴う自然対流熱伝達の実験を行い, 下記の知見を得た.

- 1) 下部円柱の熱伝達は, 配列ピッチが極端に小さい場合を除けば, 上部円柱周りの対流の影響をほとんど受けない.
- 2) 一方, 上部円柱の熱伝達は下部円柱からの浮力流の影響を顕著に受け, 単一円柱に比べて熱伝達の抑制と促進の現象が生ずる.
- 3) この現象を定量化する上で, 下部円柱から上部円柱に到達する浮力流の温度と速度の影響を評価する熱伝達モデルが有効である.

[謝 辞] 本研究の遂行に当たり, 本学機械工場の高橋誠二および鈴木和男の両氏には実験装置作製において, また本学大学院生の鈴木雅人君には実験データの収集において多大の協力を得た. 以上の方々に謝意を表します.

Nomenclature

C_1	= proportional constant in Eq.(4)	[-]
C_2	= proportional constant in Eq.(5)	[-]
C_3	= proportional constant in Eq.(10)	[-]
C_4	= proportional constant in Eq.(11)	[-]
C_5, C_6	= proportional constants in Eq.(13)	[-]
C_p	= specific heat of air	[J/(kg·K)]
D	= cylinder diameter	[m]
Gr	= Grashof number $(= g\beta(t_w - t_\infty) D^3 \rho^2 / \mu^2)$	[-]
g	= gravitational acceleration	[m/s ²]
h	= heat transfer coefficient	[W/(m ² ·K)]

L = cylinder length	[m]	<Subscripts>
Nu = Nusselt number ($=hD/\lambda$)	[-]	B = buoyant plume
Pr = Prandtl number ($=C_p \mu / \lambda$)	[-]	l = lower cylinder
p = pitch of cylinders	[m]	s = single cylinder
Q = rate of heat transfer	[W]	u = upper cylinder
q^* = rate of heat transfer per unit length of cylinder	[W/m]	
Ra = Rayleigh number ($=GrPr$)	[-]	
t = temperature	[°C]	
t_c = plume centerline temperature	[°C]	
t_w = surface temperature	[°C]	
t_∞ = ambient air temperature	[°C]	
t^* = index temperature for evaluating effect of buoyant plume	[°C]	
u_c = plume centerline velocity	[m/s]	
x = vertical distance from cylinder surface	[m]	
β = volume expansion coefficient of air	[K ⁻¹]	
λ = thermal conductivity of air	[W/(m·K)]	
μ = viscosity of air	[Pa·s]	
ρ = density of air	[kg/m ³]	

Literature cited

- 1) Elenbaas, W.: *J. Appl. Phys.*, **19**, 1148~1154 (1948)
- 2) Gebhart, B., L. Pera and A.W. Schorr: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **13**, 161~171 (1970)
- 3) Inagaki, T. and K. Komori: *Nippon Kikai Gakkai Ronbunshu* (B), **56**, 222~227 (1990)
- 4) Kimoto, H. and K. Momose: *Nippon Kikai Gakkai Ronbunshu* (B), **52**, 3529~3536 (1986)
- 5) Lieberman, J. and B. Gebhart: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **12**, 1385~1396 (1969)
- 6) Marsters, G.F.: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **15**, 921~933 (1972)
- 7) Tokura, I., H. Saito, K. Kishinami and K. Muramoto: *Trans. ASME J. Heat Transfer*, **105**, 102~107 (1983)
- 8) Tsubouchi, T. and E. Saito: *Heat Transfer Japanese Research*, **7**, 44~58 (1978)

Natural-Convection Heat Transfer to Air from a Vertical Array of Two Horizontal Circular Cylinders

Masafumi Kuriyama, Xiangyi Li*, Eiji Harada
and Hirotaka Konno

Dept. of Materials Science and Engineering, Yamagata Univ., Yonezawa 992

Key Words : Heat Transfer, Natural Convection, Buoyant Plume, Interaction, Vertical Array, Horizontal Cylinder

An experimental study was made of steady-state natural convection heat transfer to air from two horizontal cylinders arranged in a vertical line. Variation of heat transfer coefficients of both cylinders with cylinder spacing and surface temperature is presented, and it is shown that the heat transfer around the upper cylinder was strongly affected by the buoyant plume induced by the lower cylinder. Flow patterns and temperature profiles around the two-cylinder arrays are also presented, and interactions between the convections around each cylinder are discussed. On the basis of these experimental results, a simple model is proposed to evaluate the effects of the interaction on the heat transfer coefficient of the upper cylinder. The behavior of the experimental heat transfer coefficient is elucidated well by this model.

* Dept. of Chem. Eng., Jilin Institute of Chemical Technology.