

延長面を有する水平等温平板からの自由対流熱伝達

著者	小山 隆行
雑誌名	鹿児島大学工学部研究報告
巻	39
ページ	37-41
別言語のタイトル	Free-Convection Heat Transfer from a Horizontal Isothermal Circular Plate with an Extension Surface
URL	http://hdl.handle.net/10232/458

延長面を有する水平等温平板からの自由対流熱伝達

著者	小山 隆行
雑誌名	鹿児島大学工学部研究報告
巻	39
ページ	37-41
別言語のタイトル	Free-Convection Heat Transfer from a Horizontal Isothermal Circular Plate with an Extension Surface
URL	http://hdl.handle.net/10232/00001226

延長面を有する水平等温円形平板からの自由対流熱伝達

小山 隆 行*

Free-Convection Heat Transfer from a Horizontal Isothermal Circular Plate with an Extension Surface

Takayuki OYAMA

In order to clarify the heat transfer mechanism of free-convection above a horizontal isothermal circular plate with an extension surface, measurements of the heat transfer coefficients, and observations of the flow field, using a schlieren apparatus, were conducted for Rayleigh numbers from 1.69×10^6 to 8.32×10^6 . As a result, heat transfer coefficients were nearly constant in the Rayleigh number range from 2.80×10^6 to 7.33×10^6 and above this range increased rapidly. Flow visualization photo-graphs taken at a Rayleigh number of 5.15×10^6 showed that isolated mushroom thermal plumes were generated at times during the course of the run. It seems from these results that at low Rayleigh numbers heat transfer from a horizontal isothermal circular plate is governed by thermal boundary-layer formation due to unsteady heat conduction and its separation because of buoyancy forces.

1. 緒 言

加熱された水平上向き面からの自由対流は、工業機器内や自然界で生じている現象であり、その伝熱、流動について多くの研究が行われている。等温の伝熱面からの自由対流に関する実験的研究としては次のような報告がある。

Fishenden ら¹⁾は空気中の正方形平板により上面と下面のそれぞれに対して、平均ヌセルト数 $Nu (=hd/\lambda)$ 、 h : 熱伝達係数、 d : 代表長さ、 λ : 熱伝導率) と、レーレー数 $Ra (=g\beta\Delta td^3/\nu a)$ 、 g : 重力加速度、 β : 体膨張係数、 Δt : 温度差 ($t_w - t_b$)、 t_w : 伝熱面温度、 t_b : バルク流体温度、 ν : 動粘度、 a : 熱拡散率) の関係を求め、 Ra の係数 c とその指数 n は、上面に対して層流域 ($10^5 < Ra < 2 \times 10^7$) では $c=0.54$ 、 $n=1/4$ 、乱流域 ($2 \times 10^7 < Ra < 3 \times 10^8$) では $c=0.14$ 、 $n=1/3$ と、報告している。

Al-Arabi ら²⁾は、伝熱面と同一平面の延長面を備えた長方形および正方形、円形の伝熱面により実験を行い、伝熱面形状の違いは平均ヌセルト数にほとんど影響せず、層流域 ($2 \times 10^5 < Ra < 4 \times 10^7$) で $c=0.70$ 、 $n=1/4$ 、乱流域 ($4 \times 10^7 < Ra < 10^9$) では $c=0.155$ 、 $n=1/3$ と報告

している。

Fujii ら³⁾は、流れを二次元に保つためのフェンスを設置した2種類の平板 (代表長さがそれぞれ5cmと30cm) により水中で熱伝達の測定を行い、次のような結果を得ている。代表長さ5cmの平板に対して $c=0.16$ 、 $n=1/3$ ($Ra < 2 \times 10^8$) で、30cmの平板に対して $c=0.13$ 、 $n=1/3$ ($5 \times 10^8 < Ra$) となり、これら係数 c の相違は平板の前縁効果のせいであろうと推測している。

石黒ら⁴⁾は、自由対流を二次元的に拘束した水槽内で、伝熱面幅 $d=7.6, 28, 205$ mmの3種類の伝熱面により実験を行い、 $3 \times 10^5 < Ra < 10^{10}$ の範囲で $c=0.20$ 、 $n=1/3$ の整理式を報告している。

Yousef ら⁵⁾は、正方形伝熱面とこれと同一水平面の延長面との温度分布をステップ状に実現できる装置により、空気で実験を行い、層流域 ($3 \times 10^6 < Ra < 4 \times 10^7$) で $c=0.622$ 、 $n=1/4$ 、乱流域 ($4 \times 10^7 < Ra < 1.7 \times 10^8$) では $c=0.162$ 、 $n=1/3$ の結果を報告している。

これらの結果よりレーレー数が小さいときその指数 n は、層流熱伝達を示す $n=1/4$ で、レーレー数が大きいときは乱流熱伝達を示す $n=1/3$ となることがわかる。けれども、Yousef ら⁵⁾ の ($2 \times 10^6 < Ra < 4 \times 10^6$) のデータはレーレー数が小さくなるとヌセルト数は増加し、一定値に近づく傾向がみられ、これまで他の研究者の報告しているような層流熱伝達とは伝熱機構が異なっている。このような違いは流れや加熱条件の相違により生じたの

ではないかと考えられる。例えば、流体の対流する空間が小さいならば、循環流の影響を強く受け浮力による不安定が抑制されるため、流れは層流になることが予想される。また、加熱条件により、加熱直後からステップ状温度分布にならないとき、伝熱面中心部分の温度が高くなり、この部分からの対流がまず生じ、層流熱伝達となることが予想される。

本研究では、上記のような問題点を解明するため、できるだけステップ状温度分布を実現できる装置により、直径80.0mmの等温円形平板を用いて実験を行った。

2. 実験装置と方法

実験は、アクリルと木材製の密閉容器(下面44×44cm, 高さ80cm)の下面中央に、図1に示したヒーターをその

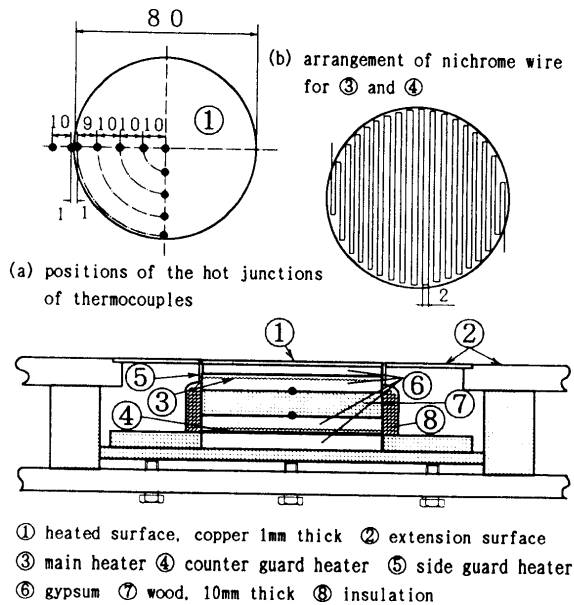


図1 実験装置

伝熱面(直径80.0mmで厚さ1mmの円形銅板)が容器の下面と同一平面となるように設置した装置により行った。ヒーターは、図1の右上に示したように、線径0.2mmのニクロム線をピッチ2mmで配線し石膏により固めた構造で、このニクロム線へ直流定電圧装置により通電することにより加熱し、電流と電圧の測定よりジュール熱は求めた。伝熱面下方への伝導による熱損失を防止するため、ガードヒーターを設け、メインヒーターとこの間に木板を挟み、この両面に置かれた熱電対の温度が一致するようにした。また、延長面への伝導損失を防止し、理想的なステップ状温度分布にするため、円形銅板の周囲にガードヒーターを設置した。輻射による熱損失は、銅板の輻射率を0.185として算出した。伝熱面の表面温度は、線径0.1mmのクロメル・アルメル熱電対9本により伝熱面下0.2mmの位置で、バルク流体温度は伝熱面上方30cmと70cmの高さで容器壁にとりつけた熱電対により測定した。流体は空気を使用し、その体膨張係数はバルク流体の温度により、他の物性値は伝熱面とバルク流体の平均温度により算出された。流れ場はシュリーレン装置により可視化し、高速度ビデオカメラで観察した。

3. 実験結果と考察

熱伝達の測定結果をヌセルト数 Nu (代表長さは伝熱面直径) とレイレー数 Ra の関係として図2に示す。図には比較のため、他の研究者の等温伝熱面による実験結果も示されている。ひし形の印は Liburdy ら⁶⁾ による直径50.8mmの円形平板を用いた実験結果を、破線は Goldstein ら⁷⁾ による直径1.27~20.3cmのナフタリンによる物質伝達の測定を、熱と物質伝達のアナロジーにより求めた熱伝達の整理式を示す。また、細い実線は Wragg ら⁸⁾ による円形平板に対する実験式を、一点鎖線は Fishenden ら¹⁾ による正方形平板に対するそれを表

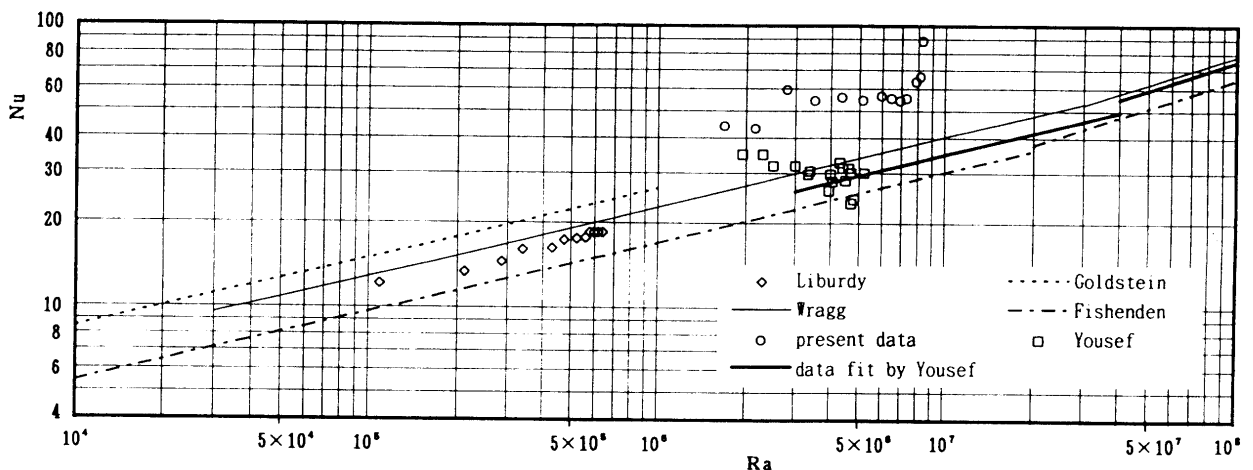


図2 水平平板の平均ヌセルト数とレイレー数の関係

している。これらの実験より、レーレー数が $Ra < (2 \sim 4) \times 10^7$ では、式の勾配を示す Ra の指数は $n=1/4$ であり、層流熱伝達が生じていることがわかる。これに対して、本実験では、レーレー数 $2.80 \times 10^6 < Ra < 7.33 \times 10^6$ の範囲で、ヌセルト数は $Nu=55$ とほぼ一定となり、その伝熱機構があたかも“熱伝導”により支配されているかのような結果が得られた。また、上記範囲以下では $Nu=43$ 、この範囲以上ではヌセルト数は急激に大きくなった。このように、本実験結果は、他の従来の実験で得られているレーレー数の指数 $n=1/4$ とは異なり、伝熱機構の異なる事が考えられた。また、図に示された Yousef ら⁵⁾による等温正方形平板（1辺=10cm）での実験によると、 $2 \times 10^6 < Ra < 4 \times 10^6$ のデータは、レーレー数が小さくなるとヌセルト数が増加する傾向を示し、従来の傾向と異なっている。この理由について、Yousef らは、加熱面上の流れは平板の4辺より発生する1塊のサーマルプルームにより支配されており、このようなプルームは高い熱伝達係数を生じさせるので熱伝達が良くなったのではないかと推測している。このようなプルームの発生する現象を Liburdy ら⁶⁾は、加熱面からの高温流体のバースト現象（bursting phenomenon of hot fluid）と呼んでいる。

次に、本実験結果が他の研究結果と異なる原因を調べるため、シュリーレン装置により流れ場の可視化を行った。観測された流れ場は、ヌセルト数が $Nu=55$ とほぼ一定となった $Ra=5.15 \times 10^6$ （伝熱面温度： $t_w=48.4^\circ\text{C}$ 、バルク流体温度： $t_b=19.3^\circ\text{C}$ ）とヌセルト数が急激に増加した $Ra=8.18 \times 10^6$ （ $t_w=92.8^\circ\text{C}$ 、 $t_b=20.2^\circ\text{C}$ ）である。ヌセルト数が $Nu=55$ のときの流れ場を示す図3（図中の τ は任意の時刻からの経過時間を示す）をみると、伝熱面より1本の連続したプルームが立ち上がりとともに、独立した茸形プルーム（傘の開いた形）が上昇しているのが見て取れる。ヌセルト数の急激に増加した $Ra=8.18 \times 10^6$ のシュリーレン写真を示す図4を見ると、伝熱面より数本の連続したプルームが上昇するとともに、茸形のプルームの立ち上がるのが観察できる。この茸形プルームは、図4(a)では1個認められるが、これより0.2秒後の図4(b)では、最初に発生した茸形プルームに続いて次の茸形プルームの上昇していることが見て取れる。なお、上記2つのレーレー数で観測された茸形プルームは、定常的には発生せず、時折観察された。このような茸形プルームが形成され、これが規則的な間隔で並ぶ現象は、Wragg ら⁸⁾により初めて観察された。彼らは直径 d が $0.1 \sim 2.0\text{cm}$ の陰極とその上に置かれた陽極によ

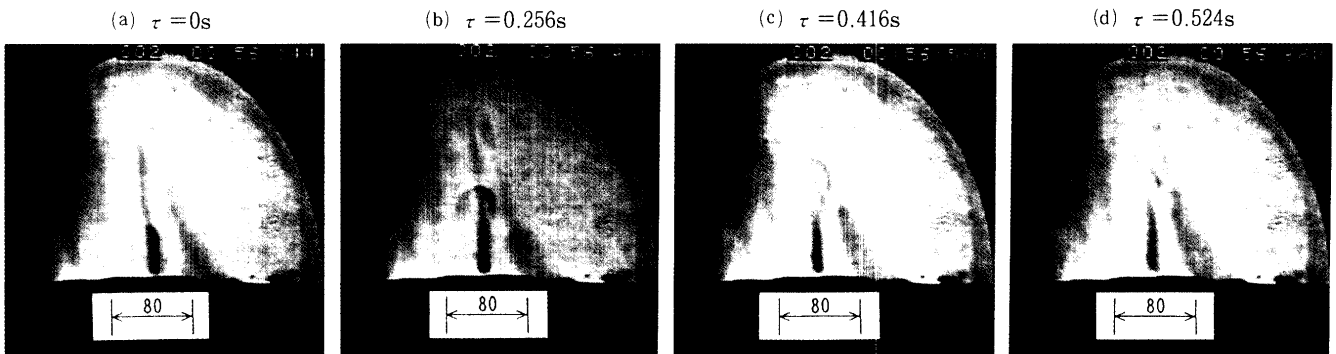


図3 加熱された円形平板上の流れ場の可視化
 $Ra=5.15 \times 10^6$, $t_w=48.4^\circ\text{C}$ $t_b=19.3^\circ\text{C}$

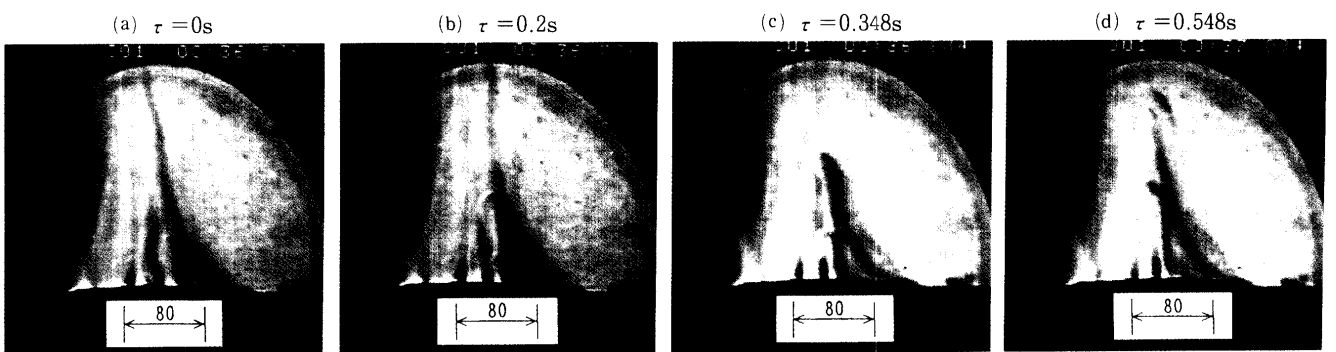


図4 加熱された円形平板上の流れ場の可視化
 $Ra=8.18 \times 10^6$, $t_w=92.8^\circ\text{C}$ $t_b=20.2^\circ\text{C}$

り電気化学的方法により流れ場を可視化し、また同時に物質伝達の測定を行った。彼らの写真を著者がスケッチしたものと、熱と物質伝達のアナロジーにより、原写真に示されたパラメータを熱伝達のそれに変換したものを図5に示す。図5(a)は、 $d=0.2\text{cm}$ 、 $Ra=3.83\times 10^6$ で、茸形プルームは乱れの最初の始まり (initial onset of some turbulence) を表し、図5(b)で $d=0.5\text{cm}$ 、 $Ra=5.9\times 10^7$ の場合は、乱れの影響がさらに明白になったことを示すと彼らは述べている。図5からわかるように、彼らの観察した茸形プルームは連続しているが、著者の $Nu=55$ とほぼ一定となった場合は独立したプルームである点で異なっている。

著者の独立したプルームの観察より、次のような伝熱機構が推測される。今、静止した流体の入った容器の下面とこれと同一水平面の伝熱面 (等温条件) の温度分布が理想的なステップ状温度分布になったとする。そうすると、伝熱面からの熱伝導により温度境界層が発達し始め、ある適当な厚さになるまで成長する。伝熱面の縁付近を除いた温度境界層内の等温線は水平方向であるためこの部分には浮力は働かず、温度勾配の急な伝熱面縁付近の高温の流体部分 (以後、サーマル・フロントと呼ぶ) に、まず、浮力が作用するであろう。このため、円形伝熱面の縁付近の流体が上昇を始め、これに伴い周囲より冷たい流体がほぼ水平方向に流れ込み、これによりサーマル・フロントは伝熱面中央部に向けて移動を始め、これと同時に進入してきた冷たい流体は境界層の下側へ流れ込み、中央部で上向きに方向を変え、このため傘の形をした独立したプルームが形成される。この独立したプルームが上昇し、伝熱面から離れるにつれて、周囲から流れ込む流体の位置は伝熱面から離れるため、伝熱面近傍の流体は静止に近い状態になり、この流体への非定常熱伝導により温度境界層が成長し始め、次のプルームが形成される。以上に述べたように、伝熱面近傍の流体への非定常熱伝導による温度境界層の成長と、その離脱によって伝熱機構が支配されていると推測される。

次に、独立したプルームが形成され、上記のような伝熱機構が生じる条件について考えてみる。まず、離脱したプルームの後に、伝熱面上にその縁付近を除いた大部分で、等温線が水平である温度境界層が成長するためには、伝熱面のごく近傍の流体は静止に近い状態が必要と考えられる。このような状態が実現されるには、伝熱面上部の対流空間が大きくて、循環流の影響の小さいことが必要であろう。また、伝熱面と同一水平面の延長面を備えていると、伝熱面と同一水平面からの伝熱面上流の速度は零となり、上記のような温度分布が成長しやすい。次の条件としては、ヒーターの加熱直後よりステップ状の温度分布の実現できる装置が必要である。一般的

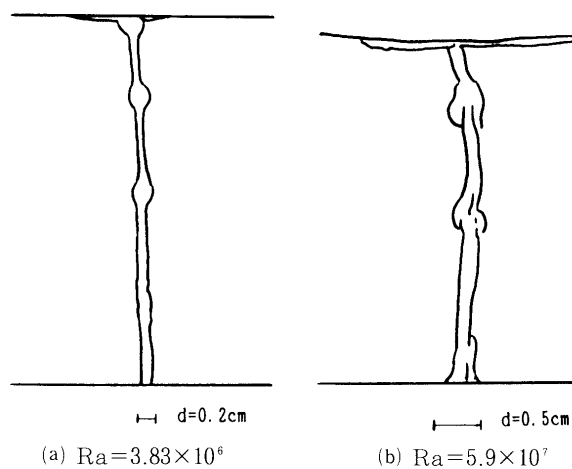


図5 Wragg と Loomba⁽⁸⁾の可視化写真のスケッチ

に、ステップ状の温度分布を実現することはかなり困難を伴い、多くの場合、伝熱面よりそれに続く延長面への熱伝導により、温度は急勾配であるが連続してバルク流体温度に等しい延長面の温度へと降下している場合が多い。このため伝熱面温度は等温条件とはならず伝熱面中心部付近の温度が高い山形の分布となっている。このような装置においては、加熱直後から山形の温度分布が形成されることになり、中心部からプルームが立ち上がり、通常自由対流の流れ場が形成されるであろう。これに対して、Yousef⁽⁹⁾の実験では、ステップ状の温度分布を実現できるように工夫してあり、撮影された干渉縞写真からも、等温線を示す縞は伝熱面に平行であり、理想的なステップ状温度分布の実現されている事がわかる。

このような温度分布の場合、前述のような非定常熱伝導による温度境界層の成長とその離脱による伝熱機構が生じるのではないかと考えられる。

4. 結 言

延長面を有する直径80.0mmの上向き水平等温円形平板を用いて、レイレー数 (Ra) $1.69\times 10^6 < Ra < 8.32\times 10^6$ の範囲で、熱伝達の測定と流れ場の観測を行った。その結果、ヌセルト数 (Nu) は、 $1.69\times 10^6 < Ra < 2.80\times 10^6$ で $Nu=43$ 、 $2.80\times 10^6 < Ra < 7.33\times 10^6$ で $Nu=55$ とほぼ一定になり、 $7.33\times 10^6 < Ra < 8.32\times 10^6$ では急激に増加し、従来報告されている結果より高く、傾向が異なった。この原因について流れ場の観察を行った結果、 $2.80\times 10^6 < Ra < 7.33\times 10^6$ で $Nu=55$ と一定になった場合は、伝熱面から、時折、一塊の独立した茸形プルームのたち上ることが観察され、このことより温度境界層の成長とその離脱により支配されている伝熱機構の存在が推測された。

レイレー数が $7.33\times 10^6 < Ra < 8.32\times 10^6$ でヌセルト数

が急激に増加した場合は、伝熱面より多くのブルームがたち上り、小さい独立した茸形ブルームが、 $Nu=55$ となった場合より短い周期で発生することがわかった。

謝辞 本研究を進めるにあたり、実験及び結果の整理に協力された本学卒業生、久野将克君に謝意を表す。

文 献

- (1) Fishenden, M. and Saunders, O. A., An Introduction to Heat Transfer, Clarendon Press, Oxford (1957), 89.
- (2) Al-Arabi, M. and El-Riedy, M. K., Int. J. Heat Mass Transf., **19**(1976), 1399.
- (3) Fujii, T. and Imura, H., Int. J. Heat Mass Transf., **15**(1972), 755.
- (4) 石黒・阿部・長瀬, 機論, **43**-366 (昭52), 638.
- (5) Yousef, W. W., ほか 2 名, Trans. ASME, **104** (1982), 493.
- (6) Liburdy, J. A., ほか 2 名, Proc. ASME/JSME Therm. Eng. Joint Conf., **3**(1987), 605.
- (7) Goldstein, R. J., ほか 2 名, Int. J. Heat Mass Transf., **16**(1973), 1025.
- (8) Wragg, A. A. and Loomba, R. P., Int. J. Heat Mass Transf., **13**(1970), 439.