スリットから吸込みを伴う管内乱流に関する研究*

深 澤 薫^{*1}, 佐 野 正 利^{*2}

Study on Turbulent Channel Flow with Suction through a Slit

Kaoru FUKASAWA and Masatoshi SANO^{*3}^{*3} Department of Mechanical Engineering, Chiba Institute of Technology,
2-17-1 Tsudanuma, Narashino-shi, Chiba, 275-0016 Japan

Experiments have been performed on turbulent channel flow with suction through a slit. The inclined angle of the suction is changed 30°, 60° and 90° at the main stream velocity 10 m/s. The dimensionless suction flow ratio is varied nine steps in the range of 0.067~0.500. In order to investigate the relationship between fluid flow and heat transfer characteristics, local heat transfer coefficient, wall static pressure, wall shear stress, velocity profile and turbulence intensity are measured. In addition, the velocity profiles of the suction region are measured by the particle image velocimetry (PIV). Difference due to the inclined angle is not observed in the result of wall pressure and heat transfer coefficient. The heat transfer coefficient decreases as the suction flow ratio increases. The recovery mechanism of turbulence is greatly different between the lower side and upper side of the channel.

Key Words: Turbulence, Channel Flow, Suction, Heat Transfer, Pressure Drop, PIV, Wall Shear Stress, Velocity Profile, Turbulence Intensity

1. 緒 論

乱流を制御するための方法として、壁面からの吸込みや吹出しが有効であることが知られている。特に、吸込みを用いることにより、壁面近傍の運動量の小さな流体を吸い込むことではなく離れを防止することや、境界層の遷移を遅らせ、摩擦抵抗を低減させることが可能である。また、乱流境界層に対して吸込みを行った場合には、壁面付近の乱れが抑制されることにより再層流化現象が起こることも知られている⁽¹⁾。ここで、壁面から吸込みを行う方法としては、壁面を多孔質として一様に吸込みを行う方法と円孔やスリットから局所的に吸込みを行う方法とに大別される。一様吸込みに関してはこれまで理論的、実験的に多くの研究がなされてきた⁽²⁾⁽³⁾。一方、円孔やスリットからの吸込みは流れの制御を行うにあたり局所的な操作が可能であり、また壁面を多孔質とする必要がないために加工面、コスト面においてもより実用的であると考えられる。局所吸込みに関するこれまでの研究例として、佐野

ら⁽⁴⁾は乱流境界層に対してスリットから吸込みを行い、吸込みにより非平衡となった流れが、どのような過程を経て平衡な状態へと回復していくかを流動特性の測定から明らかにし、Antonia ら⁽¹⁾、Oyewola ら⁽⁵⁾は平板上に設置した多孔質ストリップから吸込みを行った場合の乱流構造の変化について調査している。また、小森ら⁽⁶⁾は局所吸込みを伴う層流境界層の流動特性と伝熱特性について調査し、吸込み直後で熱伝達率が吸込みのない場合と比較して増加することを報告している。しかしながら、これらの研究では境界層を解析対象としており、管内乱流における研究は数少ないのが現状である。管内乱流に対して吸込みを行った研究例として、例えば Sofialidis ら⁽⁷⁾は十分発達した円管内乱流について数種類の乱流モデルを用いて数値計算を行い、実験結果との比較から各乱流モデルの数値予測精度を検証している。また、これまでの吸込みのある管内乱流に関する研究では、流動特性の解析に重点がおかれ伝熱特性まで含めて解析を行った例はあまり存在しない。

そこで、本研究では二次元的なスリットから吸込みを伴うチャネル内乱流を解析対象として取り上げ、吸込み角度、吸込み流量比を種々に変化させた条件のもとで、熱伝達率、壁面静圧、損失係数、壁面せん断応

* 原稿受付 2005年7月19日。

^{*1} 正員、千葉工業大学大学院工学研究科(〒275-0016 習志野市津田沼2-17-1)。^{*2} 正員、千葉工業大学工学部。

E-mail: sano.masatoshi@it-chiba.ac.jp

力、速度分布、乱流強度分布などの測定を行うことにより、スリットからの吸込みがチャネル乱流の伝熱特性や流動特性に及ぼす影響を実験的に明らかにする。

2. 実験装置および実験方法

本研究で使用した実験装置の概要を図1に、吸込み部の詳細と座標系を図2に示す。実験には主流用と吸込み用の2台の送風機を使用する。厚さ10 mmの亚克力板で製作された試験流路は、高さ H が30 mm、幅が250 mmの長方形断面となっている。流路入口の上下壁面には、早期に発達した乱流を得るために直径15 mmのトリッピングワイヤが設置されている。スリット部に至るまでの助走区間の長さは1500 mm、スリットより下流方向への長さは1540 mmである。実験は主流の断面平均速度 U_{in} を10 m/sの一定として行った。スリットから吸い込まれる流体は吸込み用流路を通過した後、大気へと放出される。吸込み用流路の途中にはオリフィス流量計が設置してあり、所定の吸込み流量に設定される。なお、吸込み流速が一樣となるようスリットの下流には金属を焼結した多孔板が取り付けられている。スリット幅 L は10 mmで、座標系はスリットからの流れ方向距離を x 、下側壁面からの垂直方向距離を y とする。また、 x, y 方向の時間平均速度および変動速度をそれぞれ U, u ならびに V, v とし、スリットからの吸込み速度を V_s とする。吸込み角度 α は、主流に対して30, 60, 90°の3種類に変化させた。吸込み流量比 Q は次式で定義し、

$$Q = \frac{V_s L}{U_{in} H} \dots\dots\dots (1)$$

$Q=0.067, 0.133, 0.200, 0.267, 0.333, 0.400, 0.433, 0.467, 0.500$ と9種類に変化させて実験を行った。本実験条件のもとで壁面静圧、損失係数、速度分布、乱流強度分布を測定した。壁面静圧は流路のスパン中心に設けられた直径0.5 mmの静圧孔と微差圧力計(Rosemount 製: N 1151 DR)を用いて測定し、次式で定義される壁面静圧係数 C_p により整理した。

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2} \rho U_{in}^2} \dots\dots\dots (2)$$

ただし、

ρ : 空気密度

p : 壁面静圧

p_0 : 大気圧

また、流路中央からスパン方向の左右75 mm離れた位置に設置された静圧孔を用いて圧力分布に良好な二次元性が確保されていることを確認した。損失係数 ζ は、図3に $\alpha=90^\circ, Q=0.500$ における流路上壁面の場合を代表例として示したように、ベルヌーイの式に基づいて得られる圧力回復と実験的に得られる圧力回復($\Delta C_p = C_{p2} - C_{p1}$)との差をとることにより求めた。すなわち、 ζ は次式にて定義した⁽⁸⁾。

$$\zeta = \frac{\Delta p_{loss}}{\frac{1}{2} \rho U_{in}^2} = \left[1 - \left(\frac{U_m}{U_{in}} \right)^2 \right] - \Delta C_p \dots\dots\dots (3)$$

ただし、

U_{in} : スリット上流での断面平均速度

U_m : スリット下流での断面平均速度

Δp_{loss} : 圧力損失

壁面せん断応力の測定には、マイクロフローセンサ(山武製)を使用した。マイクロフローセンサはMEMS技術を用いた熱式センサであり、壁面近傍での流れの方向(順流と逆流)および壁面せん断応力の測定が可能である⁽⁹⁾。速度と乱れの計測には、定温度形

Fig. 1 Experimental apparatus

Fig. 2 Coordinate system and definition of symbols

Fig. 3 Evaluation method of loss factor

熱線流速計とI形熱線プローブおよび二次元粒子画像流速計(PIV)(TSI社製)を用いた。PIVによる測定では、光源に出力120 mJ/PulseのダブルパルスNd:YAGレーザ(DPIV-N 120)を用い、シリンドリカルレンズによりシート状にされたレーザ光は測定部でのシート厚さが約0.14 mmとなるように調節した。画像記録には8 bit CCDカメラ(解像度1008×1018 pixel)(MODEL 630046)を用いており、サンプリング周波数は15 Hzである。トレーサ粒子は煙発生装置(DANTEC:SAFEX Fog Generator 2001)により生成した。可視化画像は瞬時画像を1000 frame取得し、FFT相互相関法により流速ベクトルを算出した。

熱伝達率の測定にあたっては、 $x=40$ mmより下流の流路下側の平板を厚さ20 mmのベークライト板に取り替え、この板に厚さ30 μ mのステンレスはくを接着し、熱流束一定の条件で通電加熱した。伝熱面温度は、ステンレスはくの裏側に取付けられた直径0.1 mmのT形熱電対により求めた。また、ベークライト板の裏側にも熱電対を取付け、伝熱面裏側からの熱損失の評価に用いた。主流温度は流路入口から100 mm下流の流路中央位置にあるT形熱電対により測定した。局所熱伝達率 h_x は次式にて定義した。

$$h_x = \frac{q}{T_w - T_m} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 T_w は局所伝熱面温度、 T_m は T_w を測定した位置における混合平均温度、 q は熱損失補正後の熱流束である。また、局所ヌセルト数 Nu は次式にて定義した。

$$Nu = \frac{h_x \cdot d_e}{k} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ただし

d_e : 水力直径

k : 空気熱伝導率

Fig. 4 Distributions of local Nusselt number

3. 実験結果および考察

3・1 吸込み角度の影響 図4に吸込み角度 α の相違が局所ヌセルト数 Nu に及ぼす影響を調査した結果を吸込み流量比 $Q=0.200, 0.400$ の場合を代表例として示す。いずれの Q においても Nu 数はスリット近傍で高く、下流に進むにしたがって緩やかに減少し、 $x=800$ mmより下流ではほぼ一定値となる。図4からはあまり明りょうではないが、スリット近傍にわずかな相違があるものの Nu 数分布には α の影響はほとんど認められない。この傾向は他の吸込み流量比においても同様であった。

図5に流路下壁面の静圧係数 C_p の流れ方向変化を α により比較した結果を示す。ここでも Nu 数と同様に $Q=0.200, 0.400$ の場合について示している。いずれの条件においてもスリット上流の C_p はほぼ同一の傾きで直線的に減少しており、スリットに至る流れが発達した流れとなっていることが確認できる。 C_p の測定結果においてもすべての α において分布形状はほぼ同一となっていることがわかる。

図6は流路下壁面の静圧係数より求めた損失係数 ζ を流量比 Q に対してプロットした結果を示している。いずれの α においても $Q=0.067 \sim 0.267$ の範囲において、損失係数は負の値を示している。これは、吸込

Fig. 5 Distributions of wall static pressure coefficient

Fig. 6 Pressure loss against suction flow ratio

Fig. 7 Distributions of local Nusselt number

Fig. 8 Distributions of wall static pressure coefficient

み流量比が小さい場合には吸込みによりスリット近傍の流体が流れやすくなっているためと考えられる。なお、このような傾向は T 形分岐管における本流の損失係数にも見られるものである⁽⁸⁾。また、図 5 に示した結果からも予想されるように損失係数においても α による相違はほとんど観察されない。以上の結果より、吸込み角度の相違が熱伝達率ならびに壁面静圧に与える影響は極めて小さいことがわかる。したがって、3・2 節以降の吸込み流量比の影響を調査した結果においては、 $\alpha=90^\circ$ の場合を代表例として示すこととする。

3・2 吸込み流量比の影響

3・2・1 局所ヌッセルト数分布 図 7(a) に Nu 数の流れ方向変化を、(b) にはスリットをテーブにてふさいだ条件のもとで測定された吸込みを行っていない場合 ($Q=0$) における局所ヌッセルト数 Nu_0 を用いて整理した結果を Q により比較して示す。なお、図 4 に示した結果より、 $x=800$ mm 程度より下流では Nu

数の流れ方向変化は非常に小さくなったために、ここでは $x=800$ mm までの結果を示している。図 7(a) より、吸込みのない場合において加熱開始位置付近で Nu 数が非常に大きな値となっているのは前縁効果によるものであるが、吸込みのある場合においてもこの傾向に変化はないことがわかる。 Q の増加に伴い吸込みのない場合に比較して Nu 数は低下する。しかしながら、この低下は単調でなく、吸込みが強くなるにつれて $x=100\sim 250$ mm 付近における減少が緩和され、 $Q=0.333$ 以上では Nu 数の値が流れ方向にほとんど変化しない領域が現れる。この下流では Nu 数は緩やかに減少し、一定値へと漸近する。図 7(b) からは、いずれの Q においても、スリット直後から $x=100$ mm 付近までに Nu/Nu_0 の分布に極小値が現れるが、その後増加して、 $x=200$ mm 付近に極大値が現れていることがわかる。これらの結果は、スリット後方の壁面近傍における流れが吸込みにより大きく変化することを示している。なお、層流境界層に対して

吸込みを行った研究では、吸込み直後において吸込みのない場合よりも局所熱伝達率は増加することが報告されている⁽⁶⁾。しかしながら、チャンネル乱流ではそのような現象が発生することはない。境界層の場合とは異なりチャンネル乱流では、吸込みにより欠損した流量が主流側から補完されることがないことが一因と考えられる。

3・2・2 壁面静圧係数分布 図8(a)に流路下壁面、(b)に流路上壁面において測定された壁面静圧係数 C_p の流れ方向変化を Q により比較した結果を示す。図8(a)より、流路下壁面では Q が大きいほどスリット上流および下流の C_p 値が減少していることが確認できる。なお、 Q の増加につれてスリット下流における C_p の流れ方向への傾きが小さくなるのは、吸込み流量の増加に伴いスリットより下流の断面平均速度が減少したことによる。スリット近傍に着目すると、スリット直前に最小値が現れ、その後急激な圧力回復がなされている。この結果は、急拡大を伴う管内乱流の圧力分布の傾向とも類似している⁽¹⁰⁾。いずれの Q においてもスリット直後に最大値が現れ、その後 Q が小さい場合にはただちに直線的な分布へと移行するが、 Q が大きくなると最大値が現れた後に $x=50$ mm 付近まで C_p 値は減少し、極小値が現れている。この傾向は Q が大きいほど顕著となっており、スリット直後で流れの加速が生じていると考えられる。また、 Q が大きい場合には C_p は再び増加して極

大値が現れるような分布形状となる。図8(b)に示した流路上壁面における C_p の測定結果では、下壁面とは異なりスリット直後での C_p の急激な減少は認められない。また、 $Q=0.467$ ではスリット直後において C_p の値が負となっている。この結果は、強い吸込みを行った場合には、逆圧力こう配が発生することによって低速域が流れ方向に拡大し、この領域ではく離が発生している可能性を示唆するものである。

3・2・3 摩擦速度 図9に Q の相違が摩擦速度 u_τ に及ぼす影響を調査した結果を示す。なお、図9(a)は下壁面を、(b)は上壁面の測定結果を示している。上壁面、下壁面ともに Q が大きくなるにつれて u_τ の値が減少するのは、吸込みによりスリット後方での流量が減少するためである。下壁面の結果では、吸込みを行った場合いずれの Q においても u_τ の分布には $x=100$ mm 付近までに極小値が見られ、その後増加して極大値が現れている。その下流では緩やかな減少が認められる。この傾向は、図7(b)に示した Nu/Nu_0 の流れ方向変化の結果ともよく一致しており、壁面せん断応力の変化が熱伝達率の増減に密接に関係していることを示している。一方、上壁面の結果では、下壁面の結果とは異なり、極小値や極大値が現れることはなく、スリット直後の小さな値から下流方向に向かって単調に増加している。また、上壁面では下壁面に比較して u_τ はよりスリットに近い位置から一定値に近くなっている。したがって、上壁面側の流れは、下壁面側に比較して平衡な状態に回復しやすいことを示している。なお、 $Q=0.467$ においてはスリット直後で u_τ の値が負 ($u_\tau=-0.04$ m/s) となっていることから、わずかに逆流が生じており、壁面静圧係数の測定で示唆された流れのはく離が壁面せん断応力の測定から確認されたことになる。

3・2・4 速度分布 図10はPIVにより測定されたスリット近傍の時間平均速度分布を $Q=0.400$ を代

Fig. 9 Friction velocity

Fig. 10 Velocity vector ($Q=0.400$)

Fig. 11 Contours of mean velocity

表例としてベクトルで表示した結果である。流れ方向時間平均速度 U ならびに垂直方向時間平均速度 V は U_{in} を用いて無次元化がなされている。ここで、スリット部は $x = -10 \sim 0$ mm の範囲にある。スリット付近には強い下向きの流れが見られる。スリットを通過した後は、下向きの流れは早期に壁面とほぼ平行な流れへと変化し、 $x = 30$ mm よりも下流では垂直方向の速度成分は非常に小さくなっていることが確認できる。

図 11(a)～(d)には $Q = 0.200$ と $Q = 0.400$ を代表例として PIV を用いて測定されたスリット近傍における U と V を等値線として示した。図 11(a)、(b)より、高速な流れがスリット上流の流路中央付近からスリット部へと向かうようすが確認できる。スリット直後の下側壁面近傍には低速領域が現れるが、この領域よりも下流では再び流れが加速されているようすが観察できる。また、 $Q = 0.400$ のスリット下流では、吸込みにより流体が流路下側へと強く引き寄せられてしまうために、流路上側の極めて広い範囲において低速領域が存在している。図 11(c)、(d)に示した垂直方向速度成分に関しては、いずれの吸込み比に対してもスリット部を中心として等値線はほぼ線対称な扇状の分布となっていること、また吸込流量比の大きい $Q = 0.400$ においても $x = 20$ mm 付近ですでに V/U_{in} の値は 5% 以下となっていることが確認できる。吸込みによる垂直方向速度成分はスリット近傍で

Fig. 12 Velocity profiles (U/U_{in})

のみ大きく、スリットから離れた領域では急激に小さくなる。

図 11 に示したように $x = 20$ mm より下流では垂直方向速度成分は非常に小さくなることから、これより下流位置での速度分布、乱流強度分布の測定には壁面近傍の流動状況も詳細に観察するために I 形熱線プローブを用いることとした。図 12 はスリット下流 ($x = 40 \sim 940$ mm) における速度分布の流れ方向への変化を $Q = 0.400$ を代表例として示している。なお、図 12 中の実線は Nu 数の測定と同様にスリットをテープでふさぎ吸込みを行っていない場合 ($Q = 0$) における速度分布である。吸込みによって流量が減少するため流路内の流れは減速することになるが、この減速は上壁面側に近い位置でより顕著となる。流路下側では $y/H = 0.1$ 付近にピークをもつような分布となる。こ

Fig. 13 Velocity profiles (U/U_m)

のピークは $x=150$ mm の位置まで持続し、その値もあまり変化しない。流れが下流に進むにつれて流路上側の増速に対応して流路下側ではしだいに減速していく。

図 13 にスリット下流における相対的な速度変化を観察するために、 U をそれぞれの Q におけるスリット下流の断面平均速度 U_m で無次元化して比較した結果を示す。スリット近傍において、流路上側では Q の増加に伴い速度の低下が見られ、速度分布は直線的な形状へと変化していく。一方、流路下側では Q が増加するほど局所的に増速してスリットに近い領域では $y/H=0.1$ 付近に最大値が現れる。また、その最大値が現れる付近の速度こう配は非常に小さくなっている。いずれの Q においても流路上側と下側とで非対称となった速度分布は下流方向への回復が遅く、 $x=940$ mm の位置においてもわずかではあるが吸込みによる影響が残り、非対称性が認められる。

3・2・5 乱流強度分布 図 14 にスリット下流における流れ方向速度変動成分の rms 値 u_{rms} を $Q=0.400$ の場合を代表例として示す。なお、 u_{rms} は U_{in} で無次元化がなされている。また、図 14 中の実線は速度分布の場合と同様に吸込みを行っていない場合における乱流強度分布である。図 12 に示した速度分布においてスリット近傍の $y/H=0.1\sim0.2$ 付近に見られた速度こう配の減少に対応して、同様の位置で u_{rms}/U_{in} の値が非常に小さくなっていることが確認できる。流れが下流に進むにつれて、しだいに流路上側と下側の分布は対称なものへと回復してゆくが、 $y/H=0.1$ 付近に現れた極小値は速度分布の結果と同様に $x=150$ mm まで下流方向にあまり変化しない。壁面近傍に注目すると、スリット直後の上壁面側では乱流強度が減少し、通常の管内乱流において認められる壁面近傍でのピークが消失する。一方、下壁面側では明りょうなピークが観察され、 $x=150$ mm の位置にお

Fig. 14 Turbulence intensity (u_{rms}/U_{in})

いては $Q=0$ において得られた乱れの 90% 程度の値となる。

図 15 には u_{rms} を U_m で整理した結果を示した。吸込みにより、 $y/H=0.7\sim0.8$ 付近の u_{rms}/U_m は $Q=0$ に比べて著しく増加し、かつ Q が大きいほどその範囲も拡大する。断面平均速度に対する乱流強度の割合は、吸込みにより増加することがわかる。また、この大きな乱れの流れ方向への減衰は遅く、 $x=350$ mm の位置においても比較的大きな値を保持している。流路下側においては、 $x=40$ mm、 $y/H=0.1$ 付近に現れる乱れの小さな領域では、すべての Q においてその値がほぼ同程度となっている。また、壁面近傍に見られるピーク値は $Q=0$ の結果に比較して大きな値を示している。

図 16 にはスリット下流での流路下側および流路上側の壁面近傍における乱流強度のピーク値 u_{rmsp} の流れ方向変化を $Q=0.200, 0.400$ を代表例として示す。いずれの Q においても下壁面側では流れの下流方向にピーク値が増加し、特に $Q=0.400$ の場合には 0.2 を超えるような大きな値となる。また、壁面近傍で乱れの大きくなる位置は、 Nu 数分布において吸込みによる熱伝達率の減少が緩和された領域とほぼ一致していることから、スリット下流の壁面近傍における乱れ

Fig. 15 Turbulence intensity (u_{rms}/U_m)

Fig. 16 Peak values of turbulence intensity near the wall

の局所的な増加がこの領域の熱伝達率の低下を抑制していると考えられる。一方、上壁面側での乱流強度のピーク値は単調な増加を示しており、乱れの回復機構が、流路の下側と上側とで大きく異なっていることがわかる。なお、浅井ら⁽¹¹⁾は、乱流境界層に対して吸込みを行うと壁面近傍に存在していた低速ストリークや縦渦が消滅し、それに対応して乱れのピークも低下するが、流れが吸込み領域を通過した後は乱れのピークも速やかに回復を開始すると報告している。本実験結果の下側壁面近傍における乱れの変化のようすは、浅井らの実験結果の傾向と一致している。

4. 結 論

本研究により得られた主要な結論を以下に示す。

(1) 吸込み角度の相違が熱伝達率ならびに壁面静圧分布に与える影響は非常に小さい。

(2) 局所ヌセルト数は吸込み流量比の増加とともに減少する。しかし、スリット後方に局所ヌセルト数の減少が緩和される領域が現れる。この領域は壁面せん断応力ならびに壁面近傍の乱流強度が大きくなる位置とほぼ一致している。

(3) 吸込みによる垂直方向速度成分の変化はスリ

ット近傍でのみ大きく、スリットから離れた領域では急激に小さくなる。

(4) スリット近傍においては、吸込み流量比の増大に伴い流路上側での減速が大きくなる。一方、流路下側では $y/H=0.1$ 付近に極大値が現れ、流路上側と下側とで非対称な速度分布となる。この非対称となった速度分布は下流方向への回復が遅い。

(5) 断面平均速度に対する乱流強度の割合は、吸込みにより増加する。乱れの回復機構は上壁面側と下壁面側とで大きく異なる。

文 献

- (1) Antonia, R. A. et al., *Physics of Fluids*, Vol. 7 (1995), pp. 2465-2474.
- (2) Antonia, R. A. and Fulachier, L., *Journal of the Fluid Mechanics*, Vol. 198 (1989), pp. 429-451.
- (3) Sano, M. and Hirayama, N., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 50, No. 450 (1984), pp. 520-529.
- (4) Sano, M. and Hirayama, N., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 50, No. 457 (1984), pp. 2041-2049.
- (5) Oyewola, O. et al., *Experiments in Fluids*, Vol. 37 (2004), pp. 187-193.
- (6) Komori, K. and Inagaki, T., *Kagaku Kogaku Ronbunshu* (in Japanese), Vol. 16, No. 2 (1990), pp. 275-279.
- (7) Sofialidis, D. and Prinos, P., *Transaction of the ASME, Journal of Fluid Engineering*, Vol. 118 (1996), pp. 33-39.
- (8) The Japan Society of Mechanical Engineers ed., *JSME Data book: Hydraulic Losses in Pipe and Ducts*, (1979), pp. 86-95, The Japan Society of Mechanical Engineers.
- (9) Nagata, N. et al., *Proceeding 3rd ASME/JSME Fluids Engineering Conference*, FEDSM 99-7356 (1999), pp. 1-8.
- (10) Vogel, J. V. and Eaton, J. K., *Transaction of the ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol. 107 (1985), pp. 922-929.
- (11) Ashai, M. et al., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 68, No. 668 (2002), pp. 1016-1021.