前向きステップによるはく離点近傍伝熱特性の時空間的 微細構造解明の研究* (層流および乱流境界層の場合)

森 康夫^{*1}, 小 泉 博 義^{*1}, 野 吾 祐 一 郎^{*2}

A Study of the Time and Spatial Micro-structure of Heat Transfer Performance Near the Separation Point Upstream of a Forward Facing Step (Laminar and Turbulent Boundary Layers)

Yasuo MORI, Hiroyoshi KOIZUMI, and Yuuichiro NOGO

An experimental study was made in order to clarify time-mean and instantaneous heat transfer performances near the separation point upstream of a forward facing step. In the case of the laminar boundary layer, the separation point was found to fluctuate almost in accordance with a normal distribution by small velocity fluctuation in the free stream. The Reynolds analogy law between the local shearing stress and heat flux was also found to be not applicable at the separation point for both laminar and turbulent boundary layers. For turbulent boundary layers, the position of the separation point is found to be very close to the step and its fluctuation region is very wide and has normal distributions.

Key Words: Forced Convective Heat Transfer, Experimental Study, Separated Flow, Fluctuation of Separation Point, Instantaneous Heat Transfer Performance

1. 結 言

物体表面に沿う流れの圧力上昇によるはく離については、翼の凸面に発生すると失速の原因となるため、流体力学的にははく離点近傍の正確な理論解析解の研究が盛んに行われてきた。最近でははく離点近傍の高次近似である三層構造の提案による理論解の近似の向上などが行われ、ことにはく離点の近傍に形成された三層構造の流れのモデルが、はく離点近傍の流れをよく説明できると考えられている⁽¹⁾。しかしながら層流境界層のはく離については、三層構造のモデルについて実験的な確証が十分になされているとは言えない。ことに層流境界層のはく離の解析では、上流は全く変動のない定常流を仮定しているが、実際の流れではたとえば、上流の風洞の出口の流れでも必ず主流中に変動が含まれていて、そのような変動のある場合は、はく離点の揺動が考えられる。

乱流のはく離点近傍の理論解析は、たとえば平面上に正方形断面の突起などの鈍い物体を置いた場合、突

起の先端より発生する自由せん断層の数値計算に最近多くの注目が集められている⁽²⁾⁽³⁾が、はく離点周りの理論あるいは数値計算には信頼できる研究報告があまりない。乱流境界層はく離点は当然なことながら、瞬間的特性の議論からはその揺動の特性は、層流境界層のものとはかなり異なる特性をもつものと思われる。

伝熱学的立場からはく離点近傍の伝熱特性を考えると、上に述べた流れ場のはく離点近傍の特性が明らかになると、一般にはレイノルズのアナロジー則より伝熱特性もある程度明らかになると考えられる。しかしながら層流の場合の理論解析では、壁面せん断応力 τ_w が零になることがはく離条件として広く用いられている。もし、レイノルズのアナロジー則が適用できるとすると、はく離点における壁の熱流束 q_w は零となるはずであるが、従来の実験研究結果では層流および乱流境界層のはく離点およびその近傍の熱流束 q_w は零よりかなり高い値を示すなど、はく離点近傍の伝熱特性には伝熱学的に研究すべき点が多いにもかかわらず、瞬間的およびはく離点近傍の局所的伝熱特性が詳細に研究されておらず、従来時間平均伝熱特性のみが議論されているので、レイノルズのアナロジー則は全く検討されていない。

従来、層流境界層でも主流中にわずかな変動が存在

* 昭和62年11月20日 第948回講演会において講演、原稿受付 昭和62年4月23日。

^{*1} 正員、電気通信大学電気通信学部(〒182 調布市調布ヶ丘1-5-1)。

^{*2} 学生員、電気通信大学大学院。

するような実際の流れと乱流境界層流れに対して、はく離点近傍の流れ場と温度場については、実験的にはほとんど時間的平均値のみが議論されている。すなわち、はく離点の流れと伝熱特性とについての瞬間的特性はほとんど研究されておらず、いわんやそれらと時間平均値との関係は全く検討されていない。

本研究では、伝熱特性に重要な影響を及ぼすはく離点近傍の流れ場の時間的、空間的に詳細な構造（これを時空間的微小構造と呼ぶ）を解明し、その結果に基づいてはく離点近傍の瞬間的ならびに局所的伝熱特性を明らかにし、さらに時間平均的特性などの比較を主目的とする。また、レイノルズのアナロジー則が成立するのは、流れ場と温度場についての境界条件が相対的に同じでなければならない。すなわち、 $\tau_w = 0$ に対応する温度場の $q_w = 0$ の条件は、考えている壁表面の点の周囲の熱伝導を考えると成立しないので、はく離点でも一般には $q_w \neq 0$ となる可能性があり、この結果を基礎としてレイノルズのアナロジー則についても検討する。

本研究ではこれらの目的を達成するため、一様流中に置かれた平板に前向きステップを設け、その周りに層流および乱流境界層を形成させ、それらがはく離する場合のはく離点の揺動特性ならびに瞬間的および局所的伝熱特性を求める。さらにこの結果を従来報告されている方法にて求まる時間平均伝熱特性と比較するとともにレイノルズのアナロジー則についても検討する。

記 号

H : ステップ高さ ≈ 30 mm

L : はく離点揺動振幅

Nu_x : 局所ヌセルト数 $\approx q_w H / \lambda (T_w - T_0)$

P : 信号確認率

q_w : 壁面熱流束

T : 流体温度

T_u : 速度境界層内の変動速度の最大値 $\approx (\sqrt{u'^2} / U_0 \times 100)_{\max}$

T_w : 壁面温度

U : 平均速度

u : 変動速度

X : ステップ位置より上流側への座標

X_s : はく離点位置

Y : 壁面に垂直な方向の座標

γ : 順流率

λ : 流体の熱伝導率

添 字

0: 一様流中での値

—: 時間平均値

2. 実験装置および方法

実験装置の概略図および座標系を図1に示す。測定部 $245 \text{ mm} \times 245 \text{ mm}$ の吹出し形風洞の上部平面壁に前向きステップを設置した。ステップ高さ H は 30 mm とし、はく離点前方の速度境界層が層流と乱流の場合につき、はく離点揺動の流れ場の特性を表現するために、1本の熱線とその上流、下流にわずかに離れた2本の冷線をもつサーマルタフトプローブ（以下 T.T.P. と呼ぶ）にて、はく離点近傍の流れが主流方向に流れている時間割合を示す順流率 γ 、発生熱パルスが冷線にて捕捉される割合を示す信号確認率 P を求めた。風洞の上面を 5 mm 厚アクリル平板で図1に示すように作り、その前縁から 400 mm 下流の位置に T.T.P. を設置し、ステップを固定しこの平板全体を前後（図1では左右）にはく離点近傍で移動させ γ, P を測定した。

本実験で用いた T.T.P. の概略を図2に示す。動作原理などの詳細は既報⁽⁴⁾にて報告してあるが、以下にその動作原理を簡単に説明する。中央の直径 $10 \mu\text{m}$ のタングステン線が信号発生用ヒータで、 15 ms 幅の熱パルスを 50 ms 間隔で発生する。このヒータの上流、下流に 1.5 mm 離れて2本の直径 $5 \mu\text{m}$ のタングステン線が冷線として作動するように設置してある。ヒ-

図1 実験装置と座標系

図2 T.T.P.の概略図

タで発生する熱パルスが流れに乗って左右どちら側の冷線により捕捉されたかで流れの方向を判定する。これら3本の細線のみを壁に垂直にマイクロメータで上下にトラバースされ壁面より任意の高さに設置できる。本実験では予備実験により、熱線パルスが冷線に捕捉される割合、すなわち信号確認率 P が最も高い値を示す場合である壁面より 0.7 mm の位置に各線を固定した。

次にはく離点の瞬時的、局所的伝熱特性を求めるため、厚さ $75 \mu\text{m}$ 、受感部寸法 $1.5 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ 、 50 Hz の応答性を有する米国 Rdf 社のマイクロfoil 形熱流束計（以下 H. F. S. と呼ぶ）を平板前縁より 400 mm 下流のステンレスはく表面に接着した。その出力を約 $10\,000$ 倍に増幅後小野測器 CF 910 アナライザを通し、瞬時的熱流束およびその平均値、標準偏差、スペクトルなどの重要な特性を求めた。なお、平均値は H. F. S. 出力を $0.1 \mu\text{V}$ の分解能を有するデジタルボルトメータにてサンプリングタイム 10 Hz 、サンプル個数 $1\,500$ 個の代数平均による直接測定も行った。

伝熱面は厚さ 5 mm 、板幅 240 mm のベークライト板に、加熱はく厚さの違いによるはく離点近傍のはく温度上昇が伝熱特性に及ぼす影響を明らかにするため、厚さ $2 \mu\text{m}$ と $10 \mu\text{m}$ のステンレスはく2枚を並列にかつ流れに平行にエポキシ樹脂にて接着し、その両外側に幅 50 mm 、厚さ $10 \mu\text{m}$ のガードはくを設け、各々を直流電源にて熱流束一定の条件下で直接通電加熱した。またはく裏面に線径 0.1 、 0.05 mm の Cu-Co 熱電対をはんだ付けし、壁温-主流間温度差より局所ヌッセルト数 $\overline{Nu}_x$ を求める従来の測定法も併用し、H. F. S. より求めた $\overline{Nu}_x$ 数と比較した。壁面熱流束 q_w はステンレスはく端の直流電圧ならびに電流を測定し、伝熱面裏面よりの熱損失を差引くことにより求めた。また直流電源により通電加熱することによる誤差電位をなくすため、切換スイッチにより電流の方向を変えた場合の起電力の平均値を熱電対の起電力とした。

はく離点前方の速度境界層が層流の場合は主流速度 U_0 を 3.0 m/s とし、平板前縁ではく離を防ぐためわずかに下流断面を小さくした。一方乱流境界層の場合は主流速度を 6.0 m/s とし、前縁近傍に直径 6 mm の針金3本を壁面上に設置し、十分発達した乱流境界層がはく離点上流で得られることを確認した。またはく離点近傍の流れ場の様相を明らかにするため、I 形プローブを用いた熱線流速計にて平均流速、変動強さ分布などを測定した。

3. 層流境界層はく離の実験結果と考察

3.1 流れ場の実験結果と考察 本実験に用いた風洞は普通の構造で、測定部の絞りは面積比で約 $1/20$ であるが、送風機などで生成された速度変動が残り、一様流速が 3.0 m/s の場合でもその変動強さは約 2% 程度存在している。このような状況下でも平板周りの境界層はその平均速度分布が Blasius の解とほぼ一致し層流であることを確認した。ついで T. T. P. による順流率、信号確認率のはく離点近傍の測定結果を図3に示す。順流、逆流の時間的確率が同一の点、すなわち γ が 50% の点を時間平均はく離点と定義すると、はく離点 $\overline{X}_s$ は $3.73H$ となる。はく離点は $0 \leq \gamma \leq 100\%$ の範囲で揺動しており、はく離点揺動振幅 L は約 $0.2H$ とその揺動振幅はステップ高さに比べて非常に小さいが、はく離点は実験的には層流においても揺動していることが明らかとなった。なお、このときのはく離点上流の層流境界層内の速度変動強さは、主流中に含まれるものと同じであった。この γ の分布を解析したところ、はく離点はほぼ正規分布に従いランダム

図3 はく離点近傍の γ , P

図4 平均速度、変動強さ分布

に流れ方向に揺動している。また、はく離点近傍では信号確認率 P は 0% に近い値をとり、流れは瞬間的に壁面からほぼ垂直にはく離している。

図 4 はこのときの平均速度ならびに速度変動強さの分布で、はく離点前方の速度分布は Blasius の理論解にほぼ一致し、速度分布から求めた分離流線は、はく離点より $2H$ ほど下流までは壁面からの距離が約 $0.1H$ でほぼ一定で、はく離点近傍でははく離泡はかなり扁平であることがわかった。

以上の流れ場の結果より、主流中に変動がある場合にははく離点は揺動することが明らかとなったため、風洞測定部上面よりの排風量をコントロールすることにより層流境界層内の速度変動強さを変え、T. T. P. にてはく離点揺動振幅 L を求めた結果が図 5 である。なお、速度変動強さは強さが大きくなると境界層内にて分布形をもつため、変動強さの最大値 T_u と L の関係にて表した。境界層内の T_u の減少とともに変動振幅は小さくなり、 T_u がおよそ 2% 程度以下にてはく離点は揺動しなくなるものと推定されるが、後で述べるように理論で仮定するような全く時間的にはく離点が動かないことが実現できるかは、今後の低乱風洞に

よる研究をまたざるをえない。しかし、実際の流れでは層流境界層でも主流にはわずかな変動が存在すると思われ、図 5 の結果はこの意味で重要と考えられる。

3・2 温度場の実験結果と考察 速度変動強さ T_u が 2% の場合の熱電対による壁温-主流流体温度差による従来の測定法により求めた平板周りの $\overline{Nu}_x$ 数分布を○印にて、平板にステップを設けた場合の $\overline{Nu}_x$ 数分布を△印にて図 6 に示す。両者の $\overline{Nu}_x$ 数分布はほぼ理論値と一致して平板前縁より漸減しはく離点の近傍まで平板周りの $\overline{Nu}_x$ 数と時間平均ヌッセルト数はほぼ一致するが、ステップのある場合の $\overline{Nu}_x$ 数ははく離点の上流よりわずかに減少し、極小値をとった後ステップに向かって急増する。この時のはく離の伝熱特性をさらに明確にするため、その時間的瞬間値を検討し時間平均値との関係を考える。このため図 7 には図 6 のはく離点まわりの横軸を拡大して示してある。はく離点近傍の H. F. S. の出力より求めた局所ヌッセルト数の変動幅を縦線にて、時間平均値を白丸にて図 7 (a) に、その標準偏差を図 7 (b) に示した。図 6 の熱電対による $\overline{Nu}_x$ 数分布を図 7 (a) 中に点線にて併記したが、熱電対による $\overline{Nu}_x$ 数と H. F. S. よ

図 5 L - T_u の関係

(a)

図 6 局所ヌッセルト数

(b)

図 7 はく離点近傍のヌッセルト数

求めた $\overline{Nu_x}$ 数は、はく離点近傍ではほぼ一致している。また時間平均はく離点を境に Nu_x 数の標準偏差は急増し、はく離域内で速度変動が著しく大きくなり、図6の△印にて示すはく離域内の $\overline{Nu_x}$ 数を急増させているものと思われる。はく離点近傍における時間的瞬間値である Nu_x 数の時間平均値 $\overline{Nu_x}$ からの低下は、 $\overline{Nu_x}$ 数の5%程度で揺動範囲外の上流における値とほぼ同じで、常にある大きな有限な値を示し、はく離点近傍ではレイノルズのアナロジー則は成立しないことが確認された。

他のはく離におけるレイノルズのアナロジー則の検討として理論的な方法がある。これまで本研究での層流域の実験における 10^5 程度までのレイノルズ数範囲の数値解析は現在のところ行われていないが、最近レイノルズ数100 (図6, 7での Re 数は5800である) に対する Baron ら⁽⁵⁾の報告がある。その数値解析結果によると、はく離点において局所ヌッセルト数が零も極小値も示さず、前縁からはく離点を有限な値で超えてステップ隅部に向かって漸減しており、はく離点ではわずかな低下もみられない。はく離点下流で局所ヌッセルト数が低下していくのは、理論解析上全域を層流として取扱っているためである。これらのことよりはく離点では、瞬間的にも壁面近傍での等温度線は壁にほぼ平行となっており、壁面での温度こう配 $(\partial T / \partial Y)_{Y=0}$ はある有限な値をもち、はく離点などの境界での $\tau_w=0$ という特異的性質をもつ点ではレイノルズのアナロジー則は成立しないと考えられる。

4. 乱流境界層はく離の実験結果と考察

4.1 流れ場の実験結果と考察 2章で述べた実験装置を用い、一様流速 U_0 を6.0 m/s としさらに平板前縁付近に直径6 mmの針金を乱流促進体として壁面に付け、はく離点上流で発達した乱流境界層とした場合の実験研究を行った。T.T.P.によるはく離点近傍の γ と P の測定を行った結果を図8に示す。時間平均はく離点位置は、 $\overline{X_s}$ が $0.63H$ と層流はく離の場合に比較してステップのほうに非常に近いこととともに、はく離点揺動振幅 L を $2H$ と約10倍ほどに大きくなる。 γ の分布の解析より、はく離点はステップ極近傍を除きほぼ正規分布に従いランダムに揺動している。

4.2 温度場の実験結果と考察 はく離点近傍の H.F.S. 出力より求めた局所ヌッセルト数の変動幅を縦線にて、時間平均値を白丸にて、また熱電対による従来の測定法により求めた $\overline{Nu_x}$ 数を点線にて図9に示す。はく離点近傍の H.F.S. にて求めた $\overline{Nu_x}$ 数は、

図9中の点線にて示す熱電対による $\overline{Nu_x}$ 数の値より30%ほど小さくなる。両者の $\overline{Nu_x}$ 数に違いが生じ始めるのは、 $\overline{X_s}$ より約 $0.55H$ 上流でこの点は γ に対する確率密度分布より得られる標準偏差 $\sigma=0.46H$ に近い値である。

このときの H.F.S. 出力より求めた時間的瞬間値である Nu_x 数は、はく離域のステップ近くの範囲を除きはく離点近傍で変動幅が最も大きく、かつ瞬間的最大ならびに最小値を示す。これははく離点が $\overline{X_s}$ を中心に正規分布に従いランダムにその位置を変えると、H.F.S. がはく離点の上流に存在する場合には、乱流境界層に対して予測される $\overline{Nu_x}$ 数を中心として主流中の流れの揺動によると思われる Nu_x 数の変動が加わっている。H.F.S. がはく離点の変動する範囲にある場合には Nu_x 数はかなり小さな値を示すことは注目すべきことであるが、その変動幅は非常に大きい。一方 H.F.S. がはく離泡内に存在する場合には、はく離泡内の乱れの強い循環流により温められた流体が Nu_x 数を小さくすることもある。しかしはく離点の上流・下流の流れ場の本質が全く異なり、はく離点を境に瞬間的 Nu_x 数の特性は非対称的である。この瞬間

図8 はく離点近傍の γ , P

図9 はく離点近傍のヌッセルト数

的ヌッセルト数に対応した大きな流体温度変化に H. F. S. は追従しており、その時間平均値がはく離点 $\overline{X_s}$ で極小値をもつことを示している。

このような $\overline{Nu_x}$ 数の分布は、はく離点の揺動特性である正規分布と図 10 にて示される H. F. S. 出力にほぼ対応するように仮定した瞬間的ヌッセルト数の分布形との積にて求まる時間平均ヌッセルト数 $\overline{Nu_x}$ 数が⁽⁴⁾、はく離点近傍で図 9 中の白丸にて示す $\overline{Nu_x}$ 数に近い分布となることから、はく離点近傍の時間平均伝熱特性が H. F. S. により正しく求められているものと思われる。しかし、はくの局所温度より $\overline{Nu_x}$ 数を求める従来の方法では、図 10 のはく離点における H. F. S. 出力信号の FFT 解析結果の示す 30 Hz 程度以内の温度変動にはくは追従できず、瞬間的はく離点が $\overline{X_s}$ を中心にランダムにその位置をかえるときの流体温度変化には応答しない。これはステンレスはく厚さを $2\mu\text{m}$ と薄くしても、はく離点近傍におけるはくの時定数が約 0.6 s と大きいうえに、実験ではこのはくを 5 mm 板厚のベークライト板（はく裏面のベークライト板と $2\mu\text{m}$ 厚はくの熱容量の比は約 1400 倍である。）に接着したため、さらにその応答性が悪くなるためである。かつ H. F. S. による $\overline{Nu_x}$ 数がはく離点近傍で極小値をとることによる局所はく温度上昇はベークライト板の大きな熱容量により妨げられ、伝熱面は等温壁に近い状態となる。したがって裏面にベークライト板などがあるはくの局所温度より求めた点線にて示される $\overline{Nu_x}$ 数は、はく離域付近では等温度条件に近い壁条件でも瞬間的熱流束を測定できる H. F. S. より求めた白丸にて示される $\overline{Nu_x}$ 数の値よりも大きく、かつ H. F. S. で求めた結果と異なりはく離点で極小値を示さない。すなわち、従来の方法により求めるはく離点近傍の $\overline{Nu_x}$ 数は壁の熱的性質とも関連し、時間平均的値とも言えない。

また、H. F. S. 出力より求めた $\overline{Nu_x}$ 数は $\overline{X_s}$ にて極小値をとるが、はく離がステップに非常に近いため、ステップ下端隅のよどみ状態による $\overline{Nu_x}$ 数の低下が

図 10 はく離点での H. F. S. 出力波形

すぐに現れるようになり、 $\overline{X_s}$ より約 $0.2H$ 下流の点で $\overline{Nu_x}$ 数は極大値を示した後、ステップに向かってその値は急減し、ステップ隅部の $(\overline{Nu_x})_{x=0} \approx 0$ に近づくという物理的にも正しい傾向を示している。なお、2, 10 μm の異なった加熱用ステレスはくによる図 9 と同じ状態の実験では、いずれも図 9 と同じ結果がえられた。

図 10 にはレイノルズのアナロジー則を検討するため、 $\overline{X_s}$ での H. F. S. 出力波形とそのスペクトル解析結果を示す。瞬間的にもこの変動の周波数範囲では、H. F. S. は完全に追従する性能をもっているため Nu_x 数は常に有限の値であることを示し、乱流はく離現象でもレイノルズのアナロジー則は瞬間的にはもちろん時間平均的にも成り立っていないことが明らかになった。したがって、層流でも乱流でもはく離点近傍の伝熱特性は、温度場による実験研究が必要である。数値解析による場合、ことに乱流の場合のはく離点近傍の流れ場の現象を正確に表す境界条件などの検討が要求される。

また、瞬間的ヌッセルト数 Nu_x に零を有する分布形を仮定し、はく離点の揺動特性である正規分布との積にて求まる $\overline{Nu_x}$ 数の $\overline{X_s}$ での値は、H. F. S. より求めた値 $(\overline{Nu_x})_{X=\overline{X_s}}=15$ の $1/3 \sim 1/2$ 程度の値となり、はく離点で Nu_x 数は零とならず、乱流境界層はく離では瞬間的にもレイノルズのアナロジー則は成立しないことが裏付けられる。

5. 結 論

はく離点近傍伝熱特性の基礎的解明を目的とし、はく離点上流の速度境界層が層流ならびに乱流状態の前向きステップによるはく離点近傍の流れおよび温度場の時間的、空間的伝熱特性と時間平均伝熱特性につき実験的研究を行って以下の結論を得た。

(1) 実験した層流境界層では送風機などで誘起される主流の変動があるため、はく離点はわずかに揺動する。

(2) 層流境界層では、はく離点の近傍まで平板周りのヌッセルト数と時間平均ヌッセルト数はほぼ一致する。層流はく離点のヌッセルト数は、わずかに低い値となるがその変動の幅も大きくない。変動はほぼ正規分布である。

(3) 乱流境界層では、はく離点はステップの高さの 2 倍ぐらいの幅で揺動する。揺動はほぼ正規分布的である。

(4) 乱流境界層の時間平均ヌッセルト数は、はく

離域のステップ近くの範囲を除きはく離点で最小値となる。瞬間的ヌッセルト数は、はく離点近傍で変動幅が最も大きく、かつ最も低い瞬間的最低値を示す。

(5) 層流境界層の場合でも乱流境界層の場合でもはく離点においては、レイノルズのアナロジー則は成立していない。これははく離が壁面せん断応力零という特殊な条件の場合であり、この特殊な条件を温度場がみだし得ないためと考えられる。

本研究の電子計測に関し、研究室の武士俣健技官が

多く貢献されたので謝意を表する。

文 献

- (1) 谷編, 流体力学の進歩「境界層」, (昭59), 84, 丸善.
- (2) Hanjalic, K. and Launder, B. E., *J. Fluid Mech.*, **52** (1972), 609.
- (3) 狩野・ほか2名, 機論, **50**-449, B (昭59), 257.
- (4) 森・ほか2名, 機論, **52**-481, B (昭61), 3353.
- (5) Baron, A., ほか2名, *8th Int. Heat Transf. Conf.* (1986), 1077.