新しい熱線プローブの開発*

関 谷 直 樹^{*1}, 松 本 彰^{*1}

Development of a New Hot-wire Probe

Naoki SEKIYA^{*2} and Akira MATSUMOTO^{*2} Department of Mechanical Engineering, Nihon University,
1-8 Kanda-surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo, 101-8308 Japan

We manufactured a new hot-wire probe (abbreviated as NHP) with two parallel wires placed close together for measuring a transitional boundary-layer flow. The main feature of NHP was that it was much smaller than conventional multi-sensor probes, such as an X-type probe. Thus, the present probe could be regarded as a sensor similar to an I-type probe in configuration; we expected to obtain high spatial resolution for the velocity components. The principle of measurement was very simple so that streamwise and normalwise velocity components were simultaneously obtained from sums and differences of the linearized hot-wire outputs with aid of the look-up matrix method. As a result, we found that although the characteristics between the hot-wire output and flow angle are very complicated, we can obtain simple relations between them if flow angle is confined from -30° to 30° . Moreover, we measured velocity profiles in a low Reynolds number turbulent boundary layer using NHP. From results obtained, it was found that NHP is very useful tool for measuring velocities in a thin boundary layer.

Key Words: Velocimetry, Hot-wire Probe, Boundary Layer, Turbulent Flow, Low Reynolds Number

1. 結言

流速測定に古くから使われている熱線流速計は近年盛んに使われている LDV や PIV に比べ安価であり、また、トレーサを必要としないため使用も容易であるなど利点も多い。さらに、ピトー管に比べ風速変動に対する応答性に優れており、乱流中に含まれる速い変動を十分に捉えることができるため、現在でも乱流実験では欠かすことができない。最も一般的である I 型熱線プローブと称される単線式のプローブはセンサー部が小さいという特徴から非常に高い空間分解能を持つが、その構造上 1 方向の速度成分の情報、すなわち速度の大きさしか得ることができない。これに対し、X 型、V 型等の 2 線式熱線プローブは 2 方向の速度成分の同時計測を可能とするが、垂直方向のプローブ形状が大きいことから固体壁近傍における計測が不可能

であり、遷移境界層のような薄い境界層での使用は困難である。2 線式熱線プローブと同様に、2 方向の速度成分の同時計測が可能な熱式流速計として 2 つの熱膜をセンサーとしたスプリット・ホットフィルムプローブがある。このスプリット・ホットフィルムプローブは垂直方向の大きさが約 150 [μm] と X 型熱線プローブに比べ小さいが、熱膜流速計は熱線流速計に比べ風速変動に対する応答性が劣るため、速い変動を含む流れ場での使用には不向きである。そこで、我々は境界層遷移実験で使用することを前提とし、I 型熱線プローブと同程度の大きさを有し、かつ 2 方向速度成分が同時に計測できる新しい熱線プローブを考案、試作した。このプローブは 2 本の熱線を近接かつ平行に張ったもので、“近接 2 線式熱線プローブ”と称している。本プローブは 2 本の熱線を平行に配置することで垂直方向の大きさを I 型熱線プローブと同程度の約 10 [μm] と非常に小さくすることを可能にした。

本研究の目的は、近接 2 線式熱線プローブの出力特性を詳細に調べ、較正法と計測システムを確立することである。結果として、本プローブの出力特性は簡単

* 原稿受付 2006 年 9 月 27 日。

^{*1} 正員, 日本大学理工学部 (〒101-8308 東京都千代田区神田駿河台 1-8)。

E-mail: sekiya@mech.cst.nihon-u.ac.jp

な較正実験から得ることができ、また、熱線加熱回路もⅠ型熱線プローブ用回路を大きく変えることなく計測システムを構築できた。さらに、本プローブの有用性を確認するために、低レイノルズ数乱流境界層の速度分布を測定した。得られた結果は、他の研究者による結果^{(2),(3),(6)}と非常に良く一致しており、さらには本プローブの空間分解能の高さを明らかにするものであった。したがって、既存のⅩ型熱線プローブと比較すると、Ⅰ型熱線プローブの計測可能範囲と同程度の固体壁近傍まで2方向の速度成分の計測ができるという優位性から、本プローブは境界層遷移の研究において非常に有用なツールであることがわかった。

2. おもな記号

Q, Q_2	: 熱線から気流に対する放熱量 [J]
$\Sigma Q, \Delta Q$	: 放熱量の和および差 [J]
E_{HW1}, E_{HW2}	: 熱線の加熱回路の出力電圧 [V]
ΣE_{HW}	: 加熱回路の出力電圧の和 ($= E_{HW1} + E_{HW2}$) [V]
$\Sigma E_o, \Delta E_o$	: 線形化出力電圧の和および差 [V]
x	: 座標原点 o からの主流方向距離 [m]
y	: 壁面からの垂直距離 [m]
z	: 平板横幅方向の距離 [m]
θ	: 風向 [deg]
U_0	: 主流速度 [m/s]
U, V	: 平均速度の x および y 方向成分 [m/s]
U_θ	: 風速の大きさ ($= \sqrt{U^2 + V^2}$) [m/s]
u', v'	: 変動速度の x および y 方向成分 [m/s]
δ	: 境界層厚さ [m]
δ_1	: 排除厚さ [m]
δ_2	: 運動量厚さ [m]
ν	: 動粘性係数 [m ² /s]
R_{δ_2}	: 運動量厚さレイノルズ数 ($= U_0 \delta_2 / \nu$)
c_f	: 局所摩擦係数
Π	: 伴流パラメータ
u_τ	: 摩擦速度 ($= U_0 \sqrt{c_f / 2}$) [m/s]

3. 近接2線式熱線プローブ

3.1 概要 試作した近接2線式熱線プローブの概要を図1に示す。プローブはセンサー部0.4 [mm]を残し、銅めっきを施した直径2.5 [μm]のタングステン線(以下、熱線と呼ぶ)2本をセンサー部が近接かつ平行に

なるように設置し、両端を直径0.14 [mm]のプローブの先端に半田付けしてある。2本の熱線の間隔を約5 [μm]とすることでセンサー部の大きさをⅠ型熱線プローブと同程度の約10 [μm]にした。センサー部の隙間には充填剤を満たしており、風向に対する感度を上げている。充填剤には絶縁、耐熱、熱伝導性に優れたものを使用することで両熱線を熱的に結合し、熱的時定数を小さくした。なお、熱線加熱回路を含む正弦波テストでは周波数特性が約10 [kHz]まで保障されることを確認した。

Fig. 1 Schematic diagram of the new hot-wire probe.

3.2 測定原理 図2に示すように、本プローブは2本の熱線 HW1 および HW2 の中心軸を通る面をセンサー面とし、他のプローブと同様にセンサー面の接線方向の速度成分の影響は小さいものとして扱う。風向の基準はセンサー面の法線方向を $\theta = 0^\circ$ と決める。

Fig. 2 Definition of sensor plane and its position to flow direction.

2本の熱線はそれぞれ定温度型加熱回路(以下、CTCと略す)により加熱されており、熱的平衡状態を保つと仮定する。気流によるそれぞれの熱線からの放熱量 Q_1 と Q_2 は、 θ の変化に対し2本の熱線の気流に対する投影放熱面積が変化するため、 Q_1 と Q_2 の間に差が生じ、この差は U_θ と共に増減すると考えられる。一方、 U_θ の変化に対してはI型熱線プローブ同様、 Q_1 と Q_2 は共に増減する。結果として、放熱量の和 ΣQ および差 ΔQ は次の関数関係で表わされると考えられる。

$$\Sigma Q = Q_1 + Q_2 = f(U_\theta, \theta) \quad (1)$$

$$\Delta Q = Q_1 - Q_2 = g(U_\theta) \cdot \theta(\theta) \quad (2)$$

ここで、式(1)の関数 f の中に θ を含めた理由はセンサ一部断面が楕円形であるため、 θ の影響を受けると考えられるからである。これら式(1)および式(2)の関数 f 、 g および θ の形を較正実験から簡単に求めることができれば、 θ および U_θ を求めることができる。しかし、我々が実際に扱うことのできる量はこれら Q_1 および Q_2 に相当するCTCの出力電圧であるため、次に示す計測システムを構築した。

3・3 計測システム 近接2線式熱線プローブの計測システムは図3に示すように2つのCTC、加算・差分アンプおよびリニアライザから構成される。

Fig. 3 Data acquisition system.

それぞれのCTCの出力電圧 E_{HW1} 、 E_{HW2} およびこれらの和である ΣE_{HW} は U_θ に対してI型熱線プローブと同様に、式(3)に示すKingの式で知られる一般的なn乗則に従うものとする。

$$E_{HW}^2 = B + CU_\theta^n \quad (3)$$

ここで、 B および C は較正定数で一般的に温度の関数である。 ΣQ に相当する出力電圧 ΣE_θ はCTC1とCTC2の出力電圧の和 ΣE_{HW} が式(3)に基づくリニアライザによって線形化され、出力される。一方、 ΔQ に相当する出力電圧 ΔE_θ はCTC1およびCTC2の出力電圧をそれぞれ線形化した後(E_1 および E_2)、差分アンプを通すことによって得られる。これら2つの信号 ΣE_θ および ΔE_θ は同時に12bit-A/D変換器によって取り込まれ、パーソナルコンピュータに送られる。しかし、 ΣE_θ が U_θ 、 θ を陰に含んでいるためリアルタイムで U_θ と θ を求めることは困難である。そこで5・1に示す較正法に工夫をするとともに、 θ の取得にマトリックス参照法を用いた。 ΣE_θ 、 ΔE_θ からマトリックス参照法を用いて θ 、 U_θ を得る流れを図4に示す。12bit-A/D変換器によって取り込まれる(ΣE_θ 、 ΔE_θ)の全ての可能な整数値の組み合わせ(i, j)に対応する θ の値を5・1に示す式(10)および式(11)の較正曲線より計算し、予めコンピュータのメモリ上に $\theta[i][j]$ のマトリックス(4096×4096)を用意しておく。次に、実測から得られる i および j を用いてメモリ上に用意した $\theta[i][j]$ のマトリックスから θ の値を取り出す。得られた θ と ΣE_θ を用いて式(10)の較正曲線より U_θ が求まる。これら U_θ 、 θ より2方向の速度成分 U 、 V は簡単な成分分解から得ることができる。

Fig. 4 Schematic diagram of look-up matrix method.

以上の方法により、計測の際に時間を要する θ の算出を省略することができ、10 [kHz]程度の高速サンプリングに対してもリアルタイムで精度の良い U 、 V の測定が可能となる。

4. 実験装置および方法

4・1 風洞および平板 近接2線式熱線プローブの特性実験およびプローブの有用性を確認するために、行った低レイノルズ数乱流境界層の速度分布測定実験は遷移境界層実験用の回流型風洞で行った。風洞は図5に示すように0.45 [m]×1 [m]×3.1 [m]の測定部を持ち、この中に幅1 [m]、長さ2.5 [m]のベークライト製の平板が垂直に設置されている。測定部内の主流の残留乱れは $U_0 = 7$ [m/s]のとき0.1%以内である。なお、プローブは回転機構を有するトラバース装置に設置しており、プローブを回転させることにより任意の風向を設定することができる。

Fig. 5 Schematic diagram of experimental apparatus.

4・2 近接2線式熱線プローブの特性実験 本プローブの出力特性実験は風洞測定部内の一様流中において、プローブを $-70^\circ < \theta < 70^\circ$ の範囲で回転させて行った。まず初めに、各 θ において式(3)の関係が成り立つかどうかを確認し、次に $\theta = 0^\circ$ の位置において E_{HW1}, E_{HW2} および ΣE_{HW} の線形化を行った。その後、 $\Sigma E_o, \Delta E_o$ の U_0 および θ に対する変化を詳細に調べ、式(1)の f および式(2)の g, θ の関数形を求めた。

4・3 低レイノルズ数乱流境界層速度分布測定実験

低レイノルズ数乱流境界層の速度分布測定は平板前縁より0.2 [m]下流位置の平板上に乱流促進装置として直径1.5 [mm]のトリッピングワイヤーを設置し、行った。速度分布の測定位置は $x=0.60$ [m], 0.75 [m]および0.90 [m]の風洞中央断面とし、 $U_0 = 7$ [m/s]とした。

相当する Re_{δ_2} はおよそ1000である。 c_f および Π の算出には、精度の良い実測から得られた δ_1 および δ_2 を用いた積分法によるTani-Motohashiの解析法⁽¹⁾を使用した。解析法の概略は以下の通りである。

境界層の速度分布は、境界層の外縁で $\partial U / \partial y = 0$ となる対数則とLewkowiczの伴流関数を合成した

$$\frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{u_\tau y}{\nu} + C - \frac{1}{\kappa} \frac{y^2}{\delta^2} \left(1 - \frac{y}{\delta} \right) \left(1 - 2 \frac{y}{\delta} \right) + \frac{2\Pi}{\kappa} \frac{y^2}{\delta^2} \left(3 - 2 \frac{y}{\delta} \right) \quad (4)$$

を用いる。ここで、

$$Z = \kappa \frac{U_0}{u_\tau} = \kappa \sqrt{\frac{2}{c_f}}, \quad s = Z - 2\Pi - \kappa C \quad (5)$$

とおくと、 δ_1 および δ_2 は式(4)の速度分布から

$$\delta_1 = \frac{\nu}{U_0} \frac{\xi}{\kappa} \exp(s) \quad (6)$$

$$\delta_2 = \frac{\nu}{U_0} \frac{1}{\kappa} \left(\xi - \frac{\eta}{Z} \right) \exp(s) \quad (7)$$

とそれぞれ表わされる。ここで、 ξ および η は

$$\xi = \frac{59}{60} + \Pi, \quad \eta = \frac{8437}{4200} + \frac{667}{210} \Pi + \frac{52}{35} \Pi^2$$

である。式(6)および式(7)の δ_1 および δ_2 に実測された値を使い、これら2式を満たすように Z を反復計算によって求め、 c_f および Π を決定する。しかし、低レイノルズ数の乱流境界層では粘性底層の影響を無視することはできず、実測値 δ_1 および δ_2 は

$$\delta_{1c} = \delta_1 - 50.63 \frac{\nu}{U_0}$$

$$\delta_{2c} = \delta_2 + \left(50.63 - \frac{136.47}{\kappa Z} \right) \frac{\nu}{U_0}$$

と修正され、式(6)および式(7)の δ_1 および δ_2 をそれぞれ δ_{1c} および δ_{2c} に置き換えて計算する必要がある。

得られた結果は本実験のI型熱線プローブによる結果、X型熱線プローブを用いたErmらの結果⁽²⁾およびSpalartによるDNSの結果⁽³⁾と比較、検討した。

5. 実験結果および考察

5・1 近接2線式熱線プローブの特性実験結果

初めに、 θ に対する E_{HW1} と E_{HW2} の変化から、センサー面が主流に対して垂直となる $\theta = 0^\circ$ の位置を定めた。このときの結果が図6で、 $U_0 = 7$ [m/s]の一樣流中における E_{HW1} および E_{HW2} の θ に対する変化である。両者は共にX型熱線プローブの2倍の周期 360° を持ち、逆位相になる。 $\theta = 0^\circ$ の位置は図2に示すセンサー面と θ の関係から E_{HW1} および E_{HW2} が最大出力をとる位置の中心として求まる。

Fig. 6 Characteristic curves of each output of CTC to flow direction at $U_0 = 7$ [m/s].

次に $\theta = 0^\circ$ の位置において E_{HW1}^2 、 E_{HW2}^2 および ΣE_{HW}^2 の U_θ^n に対する関係を調べたところ、いずれも $n=0.4$ (一般的に1型熱線プローブでは $n=0.45$)の指数をとる直線関係で表わされ、式(3)の n 乗則に従うことがわかった。そこで、 θ をパラメータとして $U_\theta^{0.4}$ に対する ΣE_{HW}^2 の変化を調べた。図7がその結果である。いずれの θ においても ΣE_{HW}^2 は $U_\theta^{0.4}$ に比例し、式(3)の関係が成り立つことが確認できる。しかし、 $\theta = -70^\circ$ の大きな風向では仮想原点 $U_r^{0.4}$ ($= -C/B : U_r$ は特性速度)が横軸の右方向にずれている。この $U_r^{0.4}$ のずれは、 $\theta = 0^\circ$ での線形化処理の後、 θ が大きく変化し、ある範囲を超えると、出力電圧と風速の直線関係が原点を通過しないことを意味している。

そこで、 $U_r^{0.4}$ の θ 依存性を調べた。図8に示すように $U_r^{0.4}$ は $-30^\circ < \theta < 30^\circ$ で $U_r^{0.4} \approx -2.50$ [(m/s) $^{0.4}$]と一定値をとるが、 θ がこの範囲外では $U_r^{0.4}$ は大きくなり、一定値からはずれる。この結果から、本プローブの使用範囲を U_r が一定、すなわち $\theta = 0^\circ$ における線形

化がそのまま適用できる $-30^\circ < \theta < 30^\circ$ に制限することで較正曲線が非常に簡単になることが期待できる。この範囲は既存のX型熱線プローブの使用限度とほぼ同程度である。

Fig. 7 Relations of ΣE_{HW}^2 for $U_\theta^{0.4}$.

Fig. 8 Variation of $U_r^{0.4}$ versus θ .

図9は ΣE_{HW} の線形化出力電圧 ΣE_o の U_θ に対する変化を θ をパラメータとして調べた結果である。上記範囲内のいずれの θ においても ΣE_o は原点を通る直線で近似でき、 θ の変化はその傾きだけに影響を与えることを示している。この結果は、本プローブの使用範囲を $-30^\circ < \theta < 30^\circ$ と制限することで式(1)に相当する ΣE_o と U_θ の関係を

$$\Sigma E_o = f(\theta) \cdot U_\theta \quad (8)$$

のように簡単に表わすことができることを示している。一方、 ΔQ に相当する ΔE_o の θ に対する変化は図10に示すように正弦関数で近似することができ、その振幅 g は U_o が小さくなると共に小さくなっていく。これらの結果から、式(2)に相当する ΔE_o と θ の関係は

$$\Delta E_o = g(U_o) \cdot \sin \theta \quad (9)$$

のように簡単に表わすことができる。さらに、式(8)に含まれる $f(\theta)$ の変化と式(9)の中に含まれる $g(U_o)$ の変化をそれぞれ図11および図12に整理した。これらの結果から、 $f(\theta)$ および $g(U_o)$ の関数形は図中に示すように、それぞれ θ と U_o の2次関数となる。

Fig. 9 Calibration lines of ΣE_o versus U_o .

Fig. 10 Calibration curves of ΔE_o versus θ .

Fig. 11 Calibration curve of $f(\theta)$ versus θ .

Fig. 12 Calibration curve of $g(U_o)$ versus U_o .

以上の較正実験から、式(1)および式(2)に相当する ΣE_o 、 ΔE_o と U_o 、 θ の関係はそれぞれ次の関係式で表わされる。

$$\Sigma E_o = (a\theta^2 + b\theta + c)U_o \quad (10)$$

$$\Delta E_o = (\alpha U_o^2 + \beta U_o + \gamma) \sin \theta \quad (11)$$

ここで、 a 、 b 、 c および α 、 β 、 γ はそれぞれ較正定数である。これらの較正式から $\theta[i][j]$ を作成し、マトリックス参照法を用いて θ および U_o を実測し、 U 、 V を計算した。結果は U 、 V ともに0.5%FS内の精度で求めることができた。このことは、本較正法は簡単なわりに十分な精度で較正曲線、式(10)と式(11)を得ることができることを示している。

5・2 低レイノルズ数乱流境界層の速度分布測定結果

本プローブを用いた流れ場の測定例として低レイノルズ数乱流境界層の速度分布測定を選んだ。この理由は、境界層厚さが比較的薄い乱流場であること、そして、これまでに多くの研究者による測定例があり比較しやすいことによる。図13は内層スケールで表した主流方向の平均速度分布である。図中の実線は計算速度分布であり、バッファ層にはSpaldingが提案した速度分布⁽⁴⁾を、対数領域から後流にかけては式(4)に示したTaniらが提案した速度分布⁽¹⁾を用いた。得られた結果はいずれの Rs_2 においても $y^+ < 10$ の粘性底層の領域までI型熱線プローブと同様に精度良く計測できていることが計算速度分布との比較からわかる。同様な条件下で行ったErmらのX型熱線プローブによる結果と比較すると、本プローブはX型熱線プローブでは測定不可能である $y^+ < 10$ の壁面近傍においても計測が可能であることが明らかである。

Fig. 13 Mean velocity profiles U^+ versus y^+ .

さらに、前述のTani-Motohashiの解析法を用いて求めた c_f および Π の Rs_2 に対する変化を図14および図15に示す。本プローブによる c_f および Π はKármán-Schoenherrの実験式、I型熱線プローブによる結果およびPurtellらの実験結果⁽⁶⁾と良く一致しており、平均速度分布を精度良く測定できていることが明らかとなった。

Fig. 14 Variations of skin friction coefficients c_f versus Rs_2 .

Fig. 15 Variations of wake parameters Π versus Rs_2 .

次に本プローブが速度変動を十分な精度で計測することができるかどうかを図16、図17に示す外層スケールで表わした変動速度 $u'/u_r, v'/u_r$ およびレイノルズ応力 $-\overline{uv}/u_r^2$ の分布から検討する。本プローブによって得られた変動速度およびレイノルズ応力はいずれの Rs_2 においてもSpalartのDNSの結果と比べると幾分小さいものの、I型熱線プローブによる結果およびErmらのX型熱線プローブによる結果との一致は良好であることがわかる。これらの結果は本プローブが変動速度に関しても十分な精度で計測できていることを示している。さらに、図18に示す内層スケールで表わした u'/u_r の分布から、本プローブは粘性応力の支配的な壁面近傍の領域まで変動速度も精度良く計測できることが明らかとなった。以上の乱流境界層の平均速度、変動速度測定から、薄い境界層内の速度分布の測

定に対して近接2線式熱線プローブの有用性が示された。

Fig. 16 Distributions of turbulent velocities u'/u_τ and v'/u_τ versus y/δ .

Fig. 17 Distributions of Reynolds stress $-uv/u_\tau^2$ versus y/δ .

Fig. 18 Distributions of turbulent velocities u'/u_τ versus y^+ .

6. まとめ

試作した近接2線式熱線プローブの出力特性を詳細に調べた結果、および本プローブを用いた流れ場の測定例として低レイノルズ数乱流境界層の速度分布特性を求めた結果から以下のことが明らかとなった。

(1) 本プローブの風速に対する出力特性は風向を $-30^\circ < \theta < 30^\circ$ に制限することで I 型熱線プローブと同様に簡単な n 乗則に従う。

(2) 本研究の計測システムはパソコンを含むマトリックス参照法を適用したことで、I 型熱線プローブ用の加熱回路を大きく改良することなく構築できる。

(3) 簡単な較正法から精度の高い較正曲線、式(10)および式(11)が得られ、0.5%FS 内という十分な精度で U 、 V を求めることができる。

(4) 本プローブは I 型熱線プローブと同程度の空間分解能を持ち、これまで不可能であった固体壁近傍における 2 方向の速度成分の同時計測が可能となり、測定結果も精度の良いものが得られた。この結果は、境界層厚さが高だか 6 [mm] 程度しかない境界層遷移の研究に使用する上で、本プローブが非常に有用なツールとなることを示している。

本プローブは空間分解能の高さから、本研究が目的とした遷移境界層での使用だけでなく、物体の近接伴流や噴流など様々な剪断流れの計測においても有用となることが期待される。

文 献

- (1) Tani, I. and Motohashi, T., Non-equilibrium behavior of turbulent boundary layer flows, *Proceeding of Japan Acad.*, 61B(1985), pp. 333-340.
- (2) Erm, L. P. and Joubert, P. N., Low-Reynolds-number turbulent boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 230 (1991), pp. 1-44.
- (3) Spalart, P. R., Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $Re = 1410$, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 187 (1988), pp. 61-98.
- (4) Spalding, D. B., A single formula for the law of the wall, *Transaction of the ASME, Journal of Applied Mechanics*, Vol. 28 (1961), pp. 444-458.
- (5) Purtell, L. P. et al., Turbulent boundary layer at low Reynolds number, *Physics of Fluids*, Vol. 24 (1981), pp. 802-911.