

定温熱線の温度変動に対する周波数応答*

前川 博*¹, 小林睦夫*¹, 矢代一男*²Frequency Response of a Constant-Temperature
Hot-Wire to Temperature Fluctuations

Hiroshi MAEKAWA, Mutsuo KOBAYASHI, and Kazuo YASHIRO

A temperature-sensitive hot-wire under constant-temperature operation is analyzed to predict its frequency response to temperature fluctuations of the fluid. Effects of the finite Wollaston length, the over-heat ratio and the transconductance of the amplifier are taken into account, and a precise expression for the transfer function is derived. Various probes with different geometries are dynamically calibrated using the new developed procedure, in which a linear temperature distribution or a thermal wake just behind parallel line-sources is utilized to generate prescribed temperature fluctuations over a wider range of frequencies. Good agreement is obtained between the predictions and the experimental results on the gain of the sensitivity. The gain increases slightly as the over-heat ratio increases, and is least affected by the transconductance. Owing to the moderate thermal inertia of the Wollaston portion, the attenuation in the gain sometimes appears in the range of energy-containing eddies.

Key Words: Turbulence, Hot-Wire, Temperature Fluctuation, Frequency Response, Transfer Function, Calibration

1. ま え が き

非等温乱流中で熱線風速計を用いる場合、速度の感度とともに温度の感度も既知でなければならないが、特に後者はプローブのブロングやメッキ部の熱慣性の影響を強く受け、周波数依存性が高いため、静的検定だけではその振舞いを容易に推定できない。したがって、この周波数特性を正確に予測または検定する方法を確立することは、乱流測定の精度を確保するために重要である。

ブロングなどの熱慣性に起因する周波数特性の特徴は、熱線と冷線において共通しているので、低周波数における熱線の特性は、抵抗温度計を扱った Perry ら⁽¹⁾や Paranthoen ら⁽²⁾などの予測により、およその見当がつけられる。しかし、予測の主要な意義の一つが、静的検定の結果と組合せて動的感度を正確に推測することにある以上、熱線に対する予測は、内部発熱などの固有の因子を取り込んだ精密なものである必要がある。本報ではじめに扱う伝達関数の誘導は、このような認識のもとに行った。次に、Paranthoen らの

検定法は冷線に対して有効だが、速度にも同時に感応する熱線の検定へは応用できない。したがって、本研究では、これに替わるものとして、周波数の上限がより高い新しい検定法を開発し、予測の検証に用いた。

主 な 記 号

A : 電圧振幅
 a_x : 温度伝導率 ($x: w, s$)
 b : 熱線の電気抵抗の温度係数
 d_x : 直径 ($x: w, s$)
 E' : 電圧変動
 $E_{\theta\theta}$: $\overline{\theta_p'^2}$ のスペクトル
 F_i : 無次元関数 ($i: 0, 1, 2$)
 f, f_i : 周波数
 f^* : 無次元周波数
 $G(s)$: 伝達関数
 g_{tr} : トランスコンダクタンス
 H, H_i : 利得, 利得の停留値 ($i: 2, 3$)
 h_x : 熱伝達率 ($x: w, s$)
 I : 電流
 j : 虚数単位
 K_{xy} : ゲイン定数 ($x, y: w, s, p, g$)
 L : ブロングの間隙

* 昭和62年3月13日 関西支部第62期定時総会講演会において講演, 原稿受付 昭和61年7月10日.

*¹ 正員, 新潟大学工学部 (〒950-21 新潟市五十嵐2-8050).

*² 学生員, 新潟大学大学院.

- l : 熱線の長さ
- l_w, l_s : 熱線, メッキ部の冷却長さ
- m, n : 無次元数
- p : 熱線の線間距離
- R_x : 空間平均温度における熱線全長の電気抵抗 ($x: w, s, p, g$)
- r_x : θ_x における熱線単位長さの電気抵抗 ($x: w, s, p, g$)
- s_u, s_θ : u' と θ'_s に対する感度
- T_x : 時定数 ($x: w, s, p$)
- t : 時間
- u : 速度の流れ方向成分
- x, y, z : 座標
- β, γ : 無次元数
- δ : 位相ずれ
- ϵ : 熱線の軌道半径
- σ : 熱後流の標準偏差
- θ, θ_x : 温度 ($x: w, s, p, g$)
- ω : 熱線の角速度
- 添字など
 - g : 流体
 - off: 非通電時
 - p : プロング
 - s : メッキ部
 - w : 熱線
- \bar{X}, X' : X の時間平均, 変動

$$\left. \begin{aligned} z = \pm l/2: r_w = r_s, \gamma \partial r_w / \partial z = \partial r_s / \partial z \\ z = \pm L/2: r_s = r_p \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

ここに, t : 時間, z : 座標 (図1), I : 電流, $d_x(x: w, s)$: 直径, l : 熱線の長さ, L : プロングの間隔, $\lambda_y(y: w, s, g)$: 熱伝導率, a_y : 温度伝導率, h_x : 熱伝達率.

$$\left. \begin{aligned} l_w &= (1/2) \sqrt{\lambda_w d_w / [(1-\beta) h_w]} \\ l_s &= (1/2) \sqrt{\lambda_s d_s / h_s} \\ \beta &= b \bar{T}^2 \bar{r}_g / (\pi d_w h_w) \\ \gamma &= (\lambda_w / \lambda_s) (d_w / d_s)^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

熱線全長の電気抵抗 R_w , ならびに, メッキ部の空間平均温度, プロングと流体の各温度における熱線全長の電気抵抗, R_s, R_p と R_θ は, それぞれ次のように表される.

$$\left. \begin{aligned} R_w &= \int_{-l/2}^{l/2} r_w dz \\ R_s &= \frac{l}{L-l} \left[\int_{-L/2}^{-l/2} r_s dz + \int_{l/2}^{L/2} r_s dz \right] \\ R_p &= r_p l, R_\theta = r_\theta l \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

ただし, プロングに関しては, 内部の温度分布を無視し, 先端の温度でそれを代表させる.

プロングのエネルギー収支は, Perry ら⁽¹⁾と同様に, メッキ部からの熱伝導とホルダへのそれがプロング表面の熱伝達に比べて十分小さい場合を考えることにより, 次の方程式で表される.

$$T_p \frac{dR_p}{dt} = -(R_p - R_\theta) \dots\dots\dots (6)$$

ここに, T_p はプロングの熱容量と対流熱コンダクタンスより定まる時定数である.

時間平均に対して線形化 (変動の多重相関を無視) した式(2)と式(6)の解として次式を得る.

2. 伝達関数の誘導

熱線, メッキ部とプロングの3要素からなる標準I形プローブが, 温度変動を伴う流速一定の一様流中に置かれる場合を考える. 流体とプローブ素材の物性値ならびに各要素表面の熱伝達率は一定と仮定する. 熱線, メッキ部, プロングおよび流体に関する変数と定数は添字 w, s, p および g を付して表し, 変数 X の時間平均と変動を \bar{X} と X' で表す. また, 温度 θ_x と熱線単位長さ当たりの電気抵抗 r_x を次式で対応させる. ただし, b は電気抵抗の温度係数である.

$$r_x = \bar{r}_g [1 + b(\theta_x - \bar{\theta}_g)] (x: w, s, p, g) \dots\dots\dots (1)$$

まず, 熱線とメッキ部におけるエネルギー収支を表す方程式は境界条件とともに次のように書かれる.

$$\left. \begin{aligned} \frac{l_w^2}{a_w} \frac{\partial r_w}{\partial t} &= l_w^2 \frac{\partial^2 r_w}{\partial z^2} - \frac{r_w - r_g}{1-\beta} + \frac{\beta r_w}{1-\beta} \frac{I^2}{\bar{T}^2} \\ \frac{l_s^2}{a_s} \frac{\partial r_s}{\partial t} &= l_s^2 \frac{\partial^2 r_s}{\partial z^2} - (r_s - r_g) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

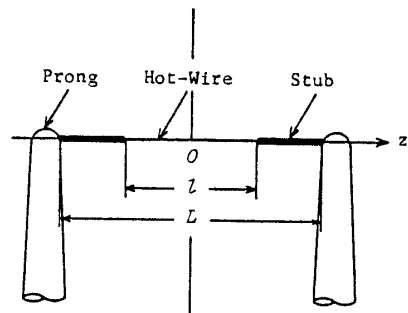


図1 熱線プローブと座標

$$\left. \begin{aligned} \frac{\bar{r}_w - \bar{r}_g}{\bar{r}_g} &= \frac{\beta}{1-\beta} \left[1 - \frac{\cosh(z/l_w)}{F_0 \cosh m} \right] \\ \frac{\bar{r}_s - \bar{r}_g}{\bar{r}_g} &= \frac{\beta l_s \gamma \tanh m}{(1-\beta) l_w F_0 \cosh n} \sinh\left(\frac{L-2|z|}{2l_s}\right) \\ \bar{R}_p &= \bar{R}_g \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(7)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} m &= l/(2l_w), n = (L-l)/(2l_s) \\ F_0 &= 1 + (l_s/l_w) \gamma \tanh m \cdot \tanh n \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(8)$$

さらに、上記の解から次の関係式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\bar{R}_w - \bar{R}_g}{\bar{R}_g} &= \frac{\beta}{1-\beta} \left(1 - \frac{\tanh m}{m F_0} \right) \\ \frac{\bar{R}_s - \bar{R}_g}{\bar{R}_g} &= \frac{\beta l_s \gamma (\cosh n - 1) \tanh m}{(1-\beta) l_w n F_0 \cosh n} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(9)$$

R_w' と R_s' の方程式は、変動に対して線形化した式(2)の両辺を各要素の全長にわたって積分することにより得られる。その際、右辺の熱伝導項は次の近似式で評価する。

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial r_w'}{\partial z} \right)_{z=\pm l/2} &= \mp \frac{F_1}{l_w} (R_w' - R_s') \\ \left(\frac{\partial r_s'}{\partial z} \right)_{z=\pm l/2} &= \mp \frac{F_2}{l_s} (R_s' - R_p') \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(10)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= \tanh m \left[F_0 - \frac{\tanh m}{m} - \frac{l_s \gamma \tanh m}{l_w F_2 \cosh n} \right] \\ F_2 &= n / (\cosh n - 1) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(11)$$

上式は、空間平均化した温度変動の差に対して定義される各要素間の熱コンダクタンスが、時間平均温度に対するそれらに等しいと仮定することに相当している。また、Hinze⁽³⁾とPerry-Morrison⁽⁴⁾によれば、差動増幅器の増幅率が十分に大きく、ブリッジが完全な釣合い状態にある場合、トランスコンダクタンス g_{tr} の概念が成り立ち、電流変動 I' は

$$I' = -g_{tr} \bar{I} R_w' \dots\dots\dots(12)$$

と表せる。

このようにして得られた結果を整理して、 R_p' の方程式とともに、次のように書く。

$$\left. \begin{aligned} T_w \frac{dR_w'}{dt} + R_w' &= K_{gw} R_g' + K_{sw} R_s' \\ T_s \frac{dR_s'}{dt} + R_s' &= K_{gs} R_g' + K_{ws} R_w' + K_{ps} R_p' \\ T_p \frac{dR_p'}{dt} + R_p' &= R_g' \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(13)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} K_{gw} &= [(1-\beta)(1+F_1/m) + 2\beta g_{tr} \bar{R}_w]^{-1} \\ K_{sw} &= (1-\beta)(F_1/m) K_{gw} \\ T_w &= (1-\beta)(l_w^2/a_w) K_{gw} \\ K_{gs} &= \{1 + [(l_s/l_w) \gamma F_1 + F_2]/n\}^{-1} \\ K_{ws} &= (l_s/l_w) (\gamma F_1/n) K_{gs} \\ K_{ps} &= (F_2/n) K_{gs} \\ T_s &= (l_s^2/a_s) K_{gs} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(14)$$

微小変動の場合、流体の温度変動と風速計の電圧変動はそれぞれ R_g' と R_w' に比例するから、それらを入力信号および出力信号とみなし、式(13)より伝達関数 $G(s)$ を求めれば、次のようになる。

$$\begin{aligned} G(s) &= \{ (1+sT_p) [(1+sT_s) K_{gw} + K_{gs} K_{sw}] \\ &\quad + K_{ps} K_{sw} \} / (1+sT_p) \\ &\quad / \{ (1+sT_s)(1+sT_w) - K_{ws} K_{sw} \} \dots\dots\dots(15) \end{aligned}$$

また、これより周波数 f における周波数応答の利得 H と位相ずれ δ を次式に従って計算できる。ただし、 j は虚数単位である。

$$\left. \begin{aligned} H(f) &= |G(j2\pi f)| / |G(0)| \\ \delta(f) &= \arg[G(j2\pi f)] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(16)$$

3. 検定の原理と方法

検定は、プローブを一樣な定常流中に置き、周期的な温度変動にさらして行わねばならない。本研究では、横方向に温度分布を有する流れをつくり、プローブに温度分布を横断する運動を与えて、温度変動を実現した。このために製作したプローブ駆動装置の概要を図2に示す。この装置は平行クランク機構の変形にほかならず、一對の従動歯車が平行クランクに対応してい

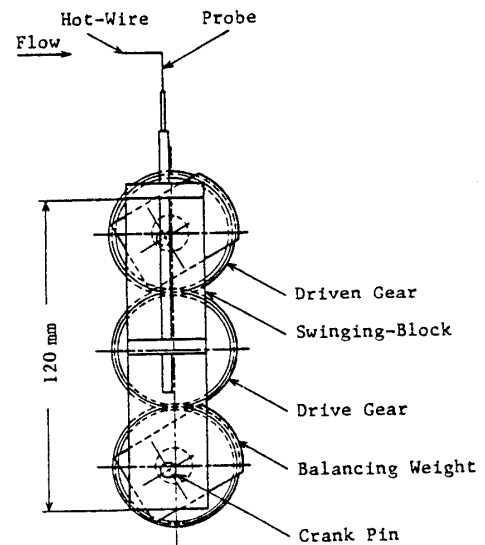


図2 プローブ駆動装置

る。駆動歯車が等速回転するとき、プローブの先端は揺動ブロックとともに軌道半径 ϵ が 3 mm の等速円運動を行う。

広い周波数の範囲に対して同一の方法で温度変動を実現することは至難であるので、検定は 0.01~10 Hz と 5 Hz~1 kHz の範囲の 2 段階に分けて行った。図 3 は温度変動の発生原理を示す。第 1 段階の検定では、風洞の整流部に配列したニクロム線ヒータによりノズル下流の検定部中央に直線状温度分布 $\theta(y)$ をつくって、それを利用した。第 2 段階の検定で用いた温度場は平行線熱源の後流である。線熱源は直径 3.6 μm のタングステン線 2 本を直列に接続したものであり、熱源の中心距離 p は 0.23 mm、熱源と熱線の最短距離は約 1 mm である。

一般に流れに垂直な熱線の電圧変動 E' は、微小の速度変動 u' と温度変動 θ'_g に対する感度をそれぞれ s_u と s_θ で表すとき、

$$E' = s_u u' + s_\theta \theta'_g \quad \dots\dots\dots (17)$$

と表される。そして、第 1 段階の検定の場合、円運動の角速度を ω とすれば、

$$\left. \begin{aligned} u' &= -\epsilon \omega \sin \omega t \\ \theta'_g &= \epsilon (d\theta/dy) \sin \omega t \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

であるから、 E' は正弦波となり、その振幅 A は

$$A(\omega) = \epsilon |s_\theta (d\theta/dy) - s_u \omega| \quad \dots\dots\dots (19)$$

となる。したがって、正転時 ($\omega > 0$) と逆転時 ($\omega < 0$) の振幅を用いて、 s_θ は

$$s_\theta(f) = \frac{A(2\pi f) + A(-2\pi f)}{2\epsilon (d\theta/dy)} \text{sgn}(s_\theta) \quad \dots\dots\dots (20)$$

と表される。これより周波数応答の利得に関する次式が得られる。

$$H(f) = [A(2\pi f) + A(-2\pi f)] / [2A(0)] \quad \dots\dots\dots (21)$$

線熱源の後流の温度分布 $\theta(y)$ は二つの正規分布の和として近似できる。また、後流の幅は ϵ に比べて十分狭いので、後流を横断する間、熱線の x 方向の変位と速度は無視できる。したがって、温度変動 θ'_g は、単一線熱源の後流の中心の温度上昇を θ_0 、正規分布の標準偏差を σ とするとき、

$$\begin{aligned} \theta'_g &= \theta_0 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{2\epsilon\omega t - p}{2\sigma}\right)^2\right] \\ &+ \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{2\epsilon\omega t + p}{2\sigma}\right)^2\right] \quad \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

と表される。また、流体力学的後流による速度変動 u' についても同様である。いま、 θ'_g の最大値と極小値 $\theta'_g(0)$ の差を $\Delta\theta'_g$ 、これに対応する u' の差を $\Delta u'$ と

表せば、対応する電圧の振幅は

$$A(\omega) = |s_u \Delta u' + s_\theta \Delta \theta'_g| \quad \dots\dots\dots (23)$$

となる。ゆえに、熱源への通電の有無に対する $\Delta u'$ の変化を無視できると仮定すれば、

$$s_\theta(\omega) = \frac{A(\omega) - A_{\text{off}}(\omega)}{\Delta \theta'_g} \text{sgn}(s_\theta) \quad \dots\dots\dots (24)$$

であり、これより次式が得られる。

$$H(f) = \left| \frac{A(\omega) - A_{\text{off}}(\omega)}{A(\omega_1) - A_{\text{off}}(\omega_1)} \right| H(f_1) \quad \dots\dots\dots (25)$$

ただし、 f と f_1 は熱線の角速度が ω と ω_1 のとき発生する温度変動の周波数を表し、 A_{off} は非通電時の電圧振幅を表す。なお、 ω_1 は f_1 が二つの段階の検定範囲の重なり合う領域に入るように選ぶので、 $H(f_1)$ は第 1 段階の検定より既知である。

第 2 段階の検定で用いる温度変動は純粹の正弦波ではないから、波形を代表する中心周波数を定義せねばならない。そのために必要な $\overline{\theta'_g{}^2}$ のスペクトル $E_{\theta\theta}$ は、無次元周波数

$$f^* = pf / (\epsilon \omega) \quad \dots\dots\dots (26)$$

に対して規格化して表すと、次のようになる。

$$\begin{aligned} E_{\theta\theta}(f^*) &= \frac{4\sqrt{\pi}\sigma}{p} [1 + \cos(2\pi f^*)] \\ &\times \exp\left[-\left(\frac{2\pi\sigma f^*}{p}\right)^2\right] / \left\{1 + \exp\left[-\left(\frac{p}{2\sigma}\right)^2\right]\right\} \dots\dots (27) \end{aligned}$$

上式による $E_{\theta\theta}$ の計算値と実験結果を重ねて図 4 に示す。図に見られるように、 $f^* E_{\theta\theta}$ は $0.5 \leq f^* \leq 1.5$ の比較的狭い区間において鋭い山を持っている。区間

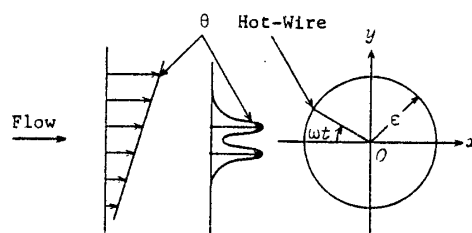


図 3 温度変動の発生原理

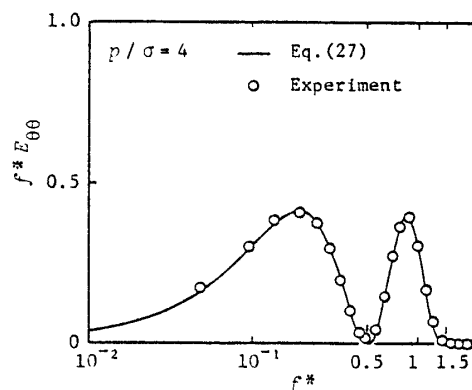


図 4 温度変動のスペクトル (第 2 段階の検定)

$0 \leq f^* \leq 0.5$ の山に対応する変動成分は、振幅は大きい
が周期が長いので、 A に対してはほとんどきかない。
実際、ハイパスフィルタを用いて $f^* \leq 0.5$ の変動成分
を除去して A を測定したところ、この低周波成分の
寄与は実験誤差の範囲内にあることが判明した。以上
の理由から、第2段階の検定では、鋭い山の頂点对
応する $f^*(p/\sigma=4$ の場合、 $0.82)$ から中心周波数 f を
求めた。

電圧変動は増幅器内臓のフィルタ、A-D変換器お
よびマイクロコンピュータを用いて時系列化して集録
し、統計処理を行って電圧振幅を求めた。第1段階お
よび第2段階の検定において得られた電圧波形の一例
を図5と図6に示す。

4. 結果と考察

供試プローブは、直径0.3mmのマンガン線の先端
を円すい台状に成形したブロングに、白金Wollas-
ton線、もしくは両端を銅メッキしたタングステン線
をはんだ付けて製作した。代表的なプローブの仕様
を表1に示す。プローブ1、2と5は通常の寸法比の
ものであるが、プローブ3と4では周波数特性の特徴
が明りょうに現れるように特別な寸法比が選ばれてい

表1 プローブの仕様

Probe No.	Hot-Wire	d_w μm	d_g μm	l mm	L mm
1	Tungsten	3.6	60	1.37	1.38
2	Pt-Wollaston	1.3	85	0.40	0.64
3	Tungsten	3.6	50	1.06	3.44
4	Tungsten	3.6	40	0.34	2.76
5	Tungsten	3.6	50	1.40	1.95

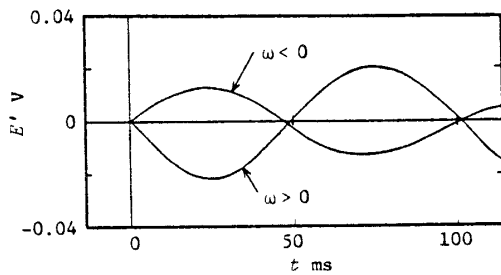


図5 電圧波形 (第1段階の検定)

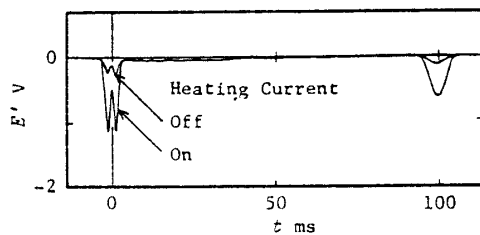
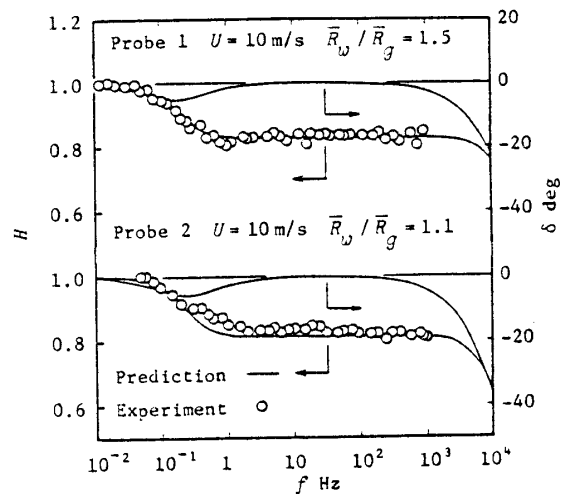


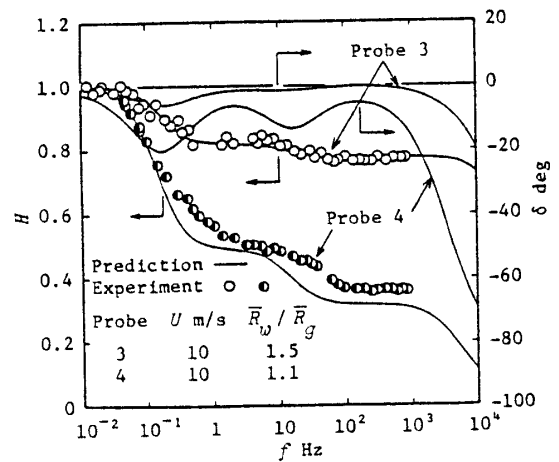
図6 電圧波形 (第2段階の検定)

る。
検定は風速 U と設定抵抗比 \bar{R}_w/\bar{R}_g が異なるいくつ
かの条件下で行った。利得の予測に際して、 T_p には実
験結果を参照して約1秒の値を与えた。熱線とメッキ
部の物性値は \bar{R}_w と \bar{R}_g に対応する温度における値を
用い、流体の物性値は \bar{R}_w , \bar{R}_g と \bar{R}_g から定まる境界
温度における値を用いた。熱伝達率は Collis と Wil-
liams により与えられた実験式⁽³⁾から推定し、 β の値
は既知の \bar{R}_w/\bar{R}_g を用いて式(9)から推定した。また、
 g_{tr} は風速計の調整状態により大きく変わるので、検
定のつど、熱線を温度変動にさらして実験的に求め
た。熱線両端およびリード線両端の電圧変動を同時測
定すれば R_w' と I' が間接測定できるから、両者間の
関係より g_{tr} の値が求められる。

利得 H の実験値と予測値を対比して図7に示す。両
者の一致は全般的に良好であり、これより予測の妥当



(a) プローブ1, 2



(b) プローブ3, 4

図7 周波数特性

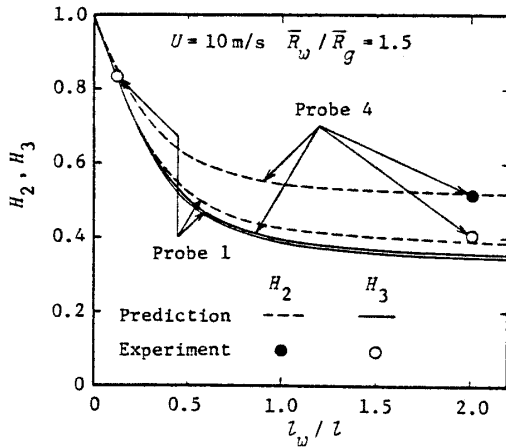


図 8 利得の停留値に及ぼす熱線の長さの影響

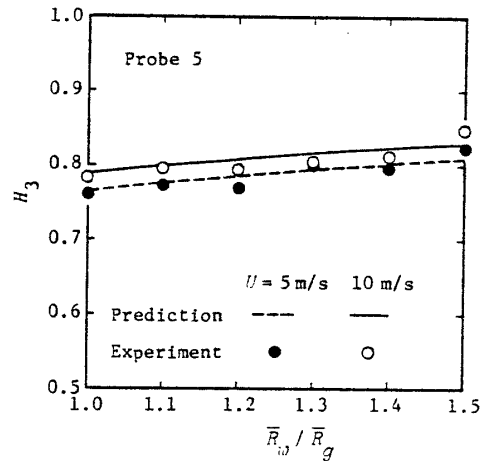


図 10 利得の停留値に及ぼす設定抵抗比と風速の影響

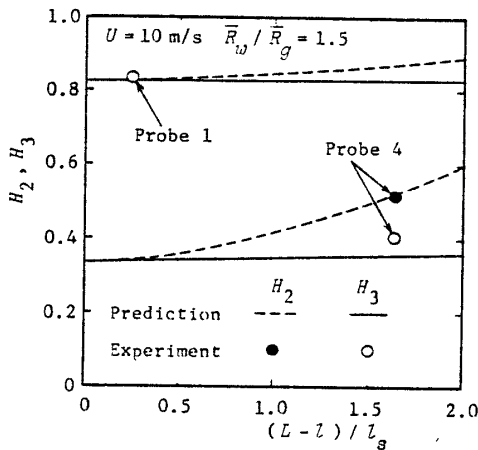


図 9 利得の停留値に及ぼすメッキ部の長さの影響

性を確認できる。プローブ3の結果において特に顕著に見られるように、相対的に細長いメッキ部を有するプローブの場合、利得は三つの停留値を持ち、周波数の増大に伴って3度急激に減衰する。最初とその次の変化はそれぞれプロングとメッキ部の応答劣化に対応しており、最後の变化は熱線自身の応答劣化によるものである。図には位相ずれ δ の予測値が併記されている。位相ずれは利得が変化するところで増大し、利得の停留に伴い0に向かって回復する。

一般に

$$T_w \ll 1/(2\pi f) \ll T_s \dots\dots\dots (28 \cdot a)$$

を満たす広い周波数域がある。また、

$$T_s \ll 1/(2\pi f) \ll T_p \dots\dots\dots (28 \cdot b)$$

の周波数域を仮想できる。これらの領域における利得は、それぞれ $2\pi f T_p, 2\pi f T_s \rightarrow \infty$ の極限あるいは $2\pi f T_p \rightarrow \infty$ の極限を考えることにより、

$$\left. \begin{aligned} H_2 &= \frac{K_{gw} + K_{gs}K_{sw}}{K_{gw} + (K_{gs} + K_{ps})K_{sw}} \\ H_3 &= \frac{K_{gw}(1 - K_{ws}K_{sw})}{K_{gw} + (K_{gs} + K_{ps})K_{sw}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (29)$$

と求められる。 H_2 と H_3 はそれぞれ第2、第3の停留値を表す。

利得の停留値に及ぼす熱線の長さ l とメッキ部の全長 $(L-l)$ の影響の具体例を図8と図9に示す。図中の予測値は、 l または L 以外の寸法と材質が実験に供したプローブと同一のプローブに対するものである。なお、 g_{tr} の値は停留値にほとんど影響しない。図において、 H_2 と H_3 は l_w/l の増大に伴って急激に減少し、両者の差は $(L-l)/l_s$ の増大とともに拡大するという、予期された結果が見られる。

図10は、利得の停留値に及ぼす設定抵抗比 \bar{R}_w/\bar{R}_g と風速 U の影響を示す一例である。 \bar{R}_w/\bar{R}_g または U が増大するとき、式(29)の括弧の内部はほとんど変化せず、 K_{gw}/K_{sw} が増大するので、 H_3 は増大する。この傾向は、プローブの種類に関わらず共通に見られる。

これまで見たように、利得の停留値は熱線プローブの正確な仕様と使用条件が与えられれば、精度よく予測できる。したがって、静的検定と予測の結果から動的感度の推定を行うならば、複雑な動的検定の省略が可能になる。第2、第3停留値の間に実質的な差のないプローブには、広い周波数域にわたり動的感度を一個の定数で表せる利点がある。式(29)は、このようなプローブの設計指針も与える。

5. ま と め

メッキ部を有し、定温作動する熱線プローブの温度に対する感度の周波数特性に関して、精度のよい予測を行い、プローブの仕様と使用条件の影響を明らかに

した。また、この感度を広い周波数域にわたって検定する方法を開発し、予測結果を検証すると同時に、その有用性を示した。

本研究の遂行にあたり、新潟大学高野剛技官から実験装置製作上の協力があつた。ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) Perry, A. E., Smits, A. J. and Chong, M.S., *J. Fluid Mech.*, 90-3(1979), 415-431.
- (2) Paranthoen, P., Petit, C. and Lecordier, J. C., *J. Fluid Mech.*, 124 (1982), 457-473.
- (3) Hinze, J. O., *Turbulence*, 2nd ed. (1975), 83-168, McGraw-Hill.
- (4) Perry, A. E. and Morrison, G. L., *J. Fluid Mech.*, 47-3 (1971), 577-599.

討 論

〔質問〕 三上 房 男 (富山大学工学部)

(1) 式(1)における \bar{r}_0 の定義がよく理解できないが、もし、これを $\bar{\theta}_0$ における単位長さの電気抵抗と考えると、熱線とメッキ部の r_w と r_s を導出するときの \bar{r}_0 は同じでなく、また式(2)の両式の r_0 も異なるものと考えられる。また、境界条件 $r_w = r_s, r_s = r_p$ は境界で温度が等しく、 $\gamma \partial r_w / \partial z = \partial r_s / \partial z$ は伝熱量が等しいとして算出されたものと思われるが、上述の \bar{r}_0 の定義も含めてどのように算出されたのか、ご教示願いたい。

(2) 図5において、 $\omega > 0$ と $\omega < 0$ の場合で振幅が違っているがその原因をご教示願いたい。また、図6において、 $t=100$ 付近の波形は、 $t=0$ における波形と違っているが、これは一周期後の場合か、0.5周期後の場合か。もし、前者の場合であればこれをどのように考えたらよいか、ご教示願いたい。

〔回答〕 (1) ご推察のように、 \bar{r}_0 は $\bar{\theta}_0$ における単位長さの電気抵抗である。ただし、 \bar{r}_0 は流体の時間平均温度における熱線の電気抵抗を表すから、 \bar{r}_0 はすべての r_x に対して共通である。また r_x は要素 x

の温度 θ_x における熱線の電気抵抗を表しており、要素自身の電気抵抗ではないことに注意する必要がある。本文中ではこのような補足説明を必要としないよう、より丁寧に記述すべきであった。

(2) 図5における出力電圧は正弦波状の温度変動と速度変動に対応する電圧の線形結合からなる。 ω の正負により、温度変動に対応する信号においては 180° の位相のずれを生じるが、速度変動に対応する信号については位相のずれを生じない。したがって両者の変動に対応する信号が重ね合わされる結果、振幅に差を生じることになる。

また、図6における $t=100$ ms 付近の波形は、ご指摘のとおり、0.5周期後のものである。 $t=0$ 付近の波形は線熱源から約1 mm 下流の温度分布に対応する電圧を表し、 $t=100$ 付近の波形はさらに $2\epsilon (=6 \text{ mm})$ 下流のものである。したがって、両者の波形が異なるのは、熱後流が主流方向に 2ϵ だけ流される間に、熱拡散により一つの正規分布のような形に変化するためである。