

潮汐波の水粒子速度計測のための差温式微流速計

TEMPERATURE GRADIENT-TYPE MICRO FLOWMETER FOR THE MEASUREMENT OF WATER PARTICLE VELOCITY OF TIDAL WAVE

高木不折*・和田 清**・中村俊六***

By Fusetsu TAKAGI, Kiyoshi WADA and Shunroku NAKAMURA

A temperature gradient-type micro flowmeter has been devised to measure water particle velocity less than 1 cm/s appearing in the flow condition in the tidal current field. The fundamental characters and applicability of the flowmeter for the flow condition mentioned above has been discussed theoretically and experimentally, especially on the problem such as its sensitivity, response character and calibration. Through the present paper, although there remains the difficulty due to the nonlinear response of the flowmeter to time variation of the velocity, it turned out that the flowmeter can be applied to measure the very low velocity. The flowmeter devised here can give us a useful tool to discuss the such problem as the hydraulic mechanism of the tidal and residual current fields.

Keywords: flow measurement, micro flowmeter, heat advection, tidal current, water particle velocity

1. 序 論

著者らはここ数年、潮汐に起因する湾内の流動場について実験的な検討を進めている。その際、水理模型内の流れは流速ゼロを中心とする往復振動流となるが、模型縮尺の変化により流れが乱流域にある時間的割合(乱流度)は異なり、小縮尺では、層流の範囲内にとどまることもある¹⁾。このような緩流域の潮流場では、弱非線形過程に従う潮汐残渣流が物質輸送に関して重要であると考えられている²⁾。それは、潮流の1周期時間平均として移流項から出てくる2次流であり、その潮流場の内部構造の計測は、潮汐残渣流の生成・維持機構を明らかにするうえで必要不可欠である。

流速計としては、種々のものがあり、すでに多くの検討が加えられている^{3),4)}。しかしながら、非接触計測であるレーザー流速計などを別にすると、層流境界層に起因する潮汐残渣流の生成・維持機構の解明を目的とした緩流速のオイラー的計測に用いるのには、従来の流速計はいくつかの難点がある。その原因は、このような湾内

の流れは、

- i) 往復流であること、
- ii) 非常に微流速の状態が現われること、

などであろう。したがって、微流速における出力信号とノイズとの比(SN比)をできるだけ大きくし、ノイズやドリフトの混入の影響を少なくする必要がある。

そこで、このような目的に合致し、しかも比較的安価で、安定性の高い流速計として、著者らは、トレーサー法を原理とする差温式のものに注目した。それは、従来の流速計の多くが流速が小さくなると極端にその測定精度が低下するのに対し、差温式微流速計⁵⁾は流速が小さくなるとかえって測定精度を向上し得るという性質をもっているからである。本論文では試作した差温式流速計について特に緩流域での流速に対するその応答特性を実用上の観点から検討する。

2. 差温式微流速計の作動原理

(1) 流速測定の基本式

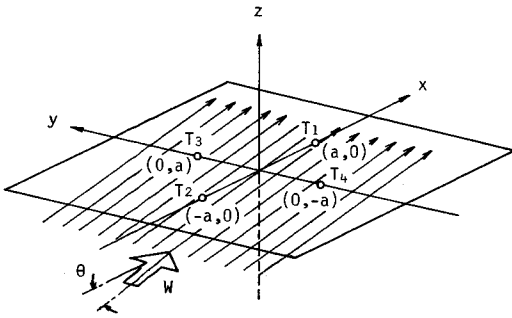
x, y 方向平面二次元の定常流れの中に連続熱源がある場合を考えると、そこに生じる温度場での熱移流拡散方程式は、

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) - u \frac{\partial T}{\partial x} - v \frac{\partial T}{\partial y} \dots \dots (1)$$

* 正会員 工博 名古屋大学教授 工学部土木工学科
(〒464 名古屋市千種区不老町)

** 正会員 工修 名古屋大学助手 工学部土木工学科(同上)

*** 正会員 工博 豊橋技術科学大学助教 工学部建設
工学系 (〒440 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1)



図一 座標系および記号の定義

と記される。ここで、 x, y ：流れ場の座標、 t ：時間、 T ：温度、 u, v ： x, y 方向の流速成分、 K ：熱拡散係数（一定）である。

いま、図一に示すように熱源が $x-y$ 平面に垂直な z 軸上 $(x, y) = (0, 0)$ の無限線状熱源であるとし、その単位長さ単位時間当りの発生熱量を q とする。ただし、ここでいう発生熱量は熱容量で割ったものである。また、流れ場が、 x, y, z いずれの方向にも無限の広がりを持ち定常であって、さらに流速ベクトル W が x 方向に対して迎角 θ をもつ二次元の場合には、 $t \rightarrow \infty$ の定常温度場に対して、式 (1) の解は⁶⁾、

$$T = \frac{q}{2\pi K} e^{\alpha x + \beta y} \cdot K_0(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \cdot r) \dots \dots \dots (2)$$

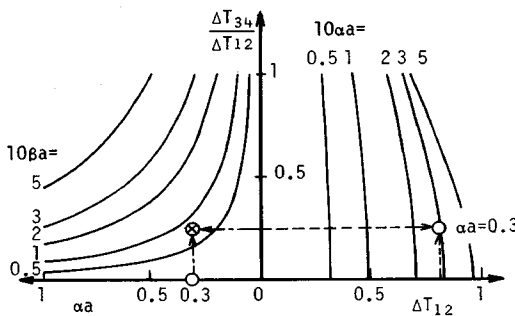
となる。ただし、 $\alpha = u/2K$ 、 $\beta = v/2K$ 、 $r^2 = x^2 + y^2$ 、 $W^2 = u^2 + v^2$ 、 $K_0(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \cdot r)$ ：0次の第2種変形 Bessel 関数である。

したがって x 軸上の2点 $(a, 0)$ 、 $(-a, 0)$ および y 軸上の2点 $(0, a)$ 、 $(0, -a)$ の温度をそれぞれ T_1, T_2, T_3, T_4 とすると、 x, y 方向における2点の無次元温度差 $\Delta T_{12}, \Delta T_{34}$ は、それぞれ

$$\Delta T_{12} = \frac{T_1 - T_2}{q/2\pi K} = (e^{\alpha a} - e^{-\alpha a}) K_0(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \cdot a) \dots \dots (3)$$

$$\Delta T_{34} = \frac{T_3 - T_4}{q/2\pi K} = (e^{\beta a} - e^{-\beta a}) K_0(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \cdot a) \dots \dots (4)$$

となる。この式は、 a, q および K が与えられれば、温度差 $T_1 - T_2$ および $T_3 - T_4$ から α, β 、すなわち u, v



図二 無次元流速2成分および温度差の関係

が求められることを示している。また熱源と2つの温度検出部までの距離が異なる場合でも、温度差 $T_1 - T_2$ 等のゼロ点がずれるだけで基本的には同じである。

図二は、式 (3)、(4) から、流速成分 u, v を求める手順を示している。つまり、 ΔT_{12} と $\Delta T_{34}/\Delta T_{12}$ の関係からまず αa を求め、その αa と $\Delta T_{34}/\Delta T_{12}$ から βa が決定される。

(2) 流速計の感度

簡単のため、流れ方向が x 軸と一致した一次元の場合を考える。式 (3) を流速 u について微分すると、

$$\frac{\partial(T_1 - T_2)}{\partial u} = \frac{qa}{4\pi K^2} [(e^{\alpha a} + e^{-\alpha a}) K_0(\alpha a) - (e^{\alpha a} - e^{-\alpha a}) K_1(\alpha a)] \dots \dots \dots (5)$$

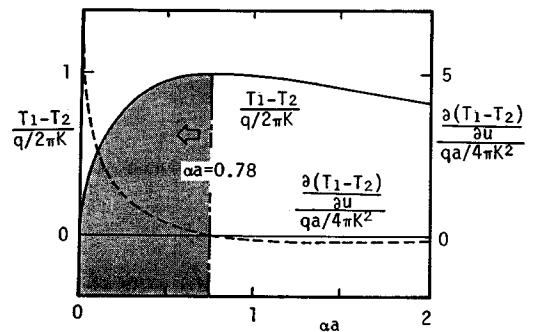
となる。ここで、 $K_1(\alpha a)$ は1次の第2種変形 Bessel 関数である。図三は式 (3)、(5) を無次元化して示したものである。同図からわかるように、 $\alpha a = 0$ すなわち $u = 0$ のときに流速に対する無次元温度差 ΔT_{12} の変化率は無限大となり、 $\alpha a = 0.78$ のとき、 ΔT_{12} は最大で、 αa すなわち流速に対するその変化率はゼロとなり、以後流速の増加に応じて ΔT_{12} は減少する。このように流速に対する温度差の応答は非線形ではあるが、 $\alpha a < 0.78$ の範囲では1価関数となるので、流速がこの範囲内にある場合にはこの流速計を用いることができる。しかも、ここで注目すべき点は流速が小さくなるほど、流速に対する温度差の変化率が大きいことであって、これは流速が小さいほど流速計としての感度が高くなることを示している。

3. 試作した差温式微流速計の基本特性

(1) 流速計の構成

差温式微流速計は、当初土壌中の水分フラックスを直接測定する装置として開発されたものであるが^{7), 8)}、流体中に適用するためにはいくつかの改良を必要とした。

本研究で試作した差温式微流速計の主要構造部分を示したものが図四であり、センサー部 (図 a) と回路部



図三 無次元流速と温度差およびその変化率の関係

(図c) とから構成されている。

図-3からもわかるように、 K —一定の場合、1個関数の成立する限界値 $(a\alpha)_{crit}$ (図では0.78) は u 、 a のみの関数となり、流速 u の測定範囲を広げるためには、間隔 a を小さくする必要がある。その結果流速計の時定数は小さくなり、周波数応答特性および感度の向上が期待される。一方、従来土壌中の水分フラックス測定に用いられてきたものは、1方向成分を抽出する形となっており、主流方向が確定している場合のみ適用可能であった。したがって、2.(1) で述べたような任意方向の流速成分の検出のためには、温度測定部を2組垂直に配置しなければならない。ところが、図-1のように1本の熱源の周囲に4本の測定部を配置すると、温度測定部の支柱の影響などにより流れの状態が乱れる可能性がある。このため、著者らはそれぞれ図-4(a) のような1本の熱源と2つの温度測定部をもつ2組を作り、それらを図-4(b) のように離して配置することにした。なお、温度検出部と熱源部との間隔 a については指向性などの点から小さすぎても問題があるため、 $a=4, 5, 6$ mm の3通りについて検討した結果、感度、指向性などの点から $a=5$ mm の場合を採用した。ただし、図-1において流速ベクトル W が x 軸と一致する $\theta=0^\circ$ の場合には、 $a=4$ mm では1個関数の成立する最大流速値は1.0 cm/s 程度である。

センサー部は、内部にサーミスター (温度 0°C : 抵抗 $15\text{ k}\Omega$, 100°C : $0.5\text{ k}\Omega$, B 値 [サーミスター定数] : 3400) を埋め込んだ外径2 mm, 内径1.5 mm の3本の

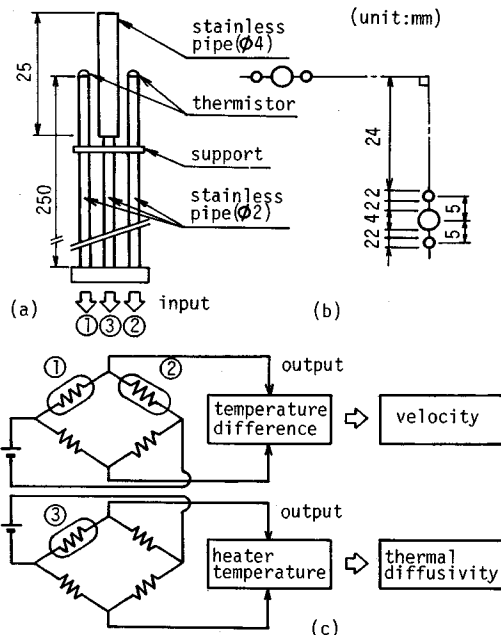


図-4 差温式微流速計の主要構造部分

ステンレスパイプからなり、パイプの中心間隔は $a=5$ mm に固定し、それを2組垂直に配置している。中央のパイプには熱源として直径0.32 mm, 長さ60 cmのニクロム線を絶縁してから巻きつけ、熱源の汚濁による影響を少なくし、流速が増加してもある程度温度差が生じるように外径4 mmのステンレスパイプで被覆し、これに0.6 Aの定電流を流して加熱するようにした。

回路部は、2つのサーミスターがブリッジ回路の2辺をなすように組み込まれており、回路へは0.1 mAの定電流を流し、抵抗のバランスのくずれによる電位差から温度差、さらに熱源中に挿入したサーミスターから温度が測定できるようになっている。

(2) 流速計の応答特性

流速計に要求される応答特性は、全周波数域に一樣である必要はなく、研究対象をとらえ得る特性であれば十分である。従来流速計の応答速度の目安として時定数がよく用いられるが、それはもともと慣性のきかない系に関する量であり、ステップ状の入力に対しては時間的に指数変化することが知られている⁹⁾。

本研究では、流速計のステップ応答を、滑動可能な台車に流速計を取り付け、台車を急に滑動および停止させた場合の出力値の変動状況を通して調べた。

図-5は、その出力値の時間変化について、実際の出力例 (図a) およびその模式図 (図b) を示したものである。図aからわかるように、台車の滑動開始直前までの出力値 (V_s) の時間変化は安定しており、滑動直後に出力値はスパイク的に応答し、最大値に達した後、ほぼ安定した値 (V_r) まで減衰する。ここで、図bに示した

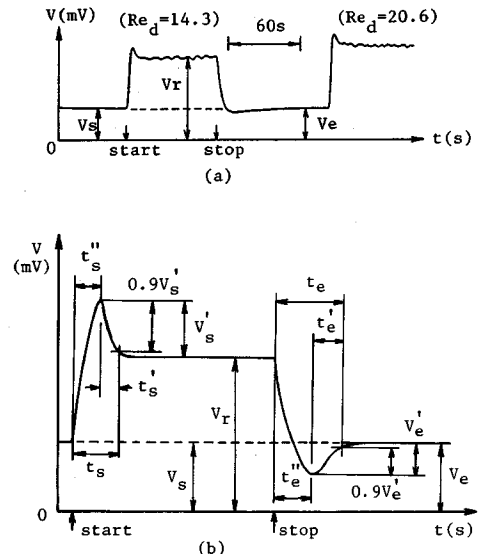


図-5 応答実験における出力値の時間変化の実測例 (a) およびその模式図 (b)

ように滑動開始から最大出力値までの時間 t_s' 、およびその最大値と滑動後安定した一定出力値の差 V_s' に対して、出力値が 90% 変化するのに要する時間 t_s' の和として滑動時定数 (t_s) を定義する。また、台車の停止後急激に出力値は最小値まで低下するが滑動開始直後の場合よりも、極値以後の変化状況は緩やかであり、滑動停止後の安定した値 (V_e) まで回復する。同様にして、停止時定数 (t_e) を求める。

このように、滑動開始前後の出力差 ($V_s - V_e$) は 0 に近く、滑動中の出力値もほぼ一定していることから、流速計のトレンドは無視できるほど小さく、安定していることがわかる。また本流速計は、速度変化に対して敏感に反応し、ほとんど時間遅れなしでとらえることができるが、その絶対値を求める場合、急激な変化に対しては流速計のタイムラグを考慮する必要がある。

図-6 は、時定数 t_s 、 t_e と円柱 Reynolds 数 (Re_d) との関係を表わしたものである。ただし、

$$Re_d = U \cdot d / \nu \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 U ：台車速度、 d ：熱源のステンレスパイプ径、 ν ：動粘性係数である。

同図から、 Re_d の増加とともに t_s 、 t_e は若干小さくなる傾向があるが、Kármán 渦の発生限界といわれている $Re_d = 40$ 以後は後流の影響が含まれている可能性がある¹⁰⁾、この範囲のプロットは除外して考えれば、 t_s 、 t_e はそれぞれほぼ一定とみることができる。そこで、 $Re_d < 40$ に対してそれぞれ算術平均すれば時定数の平均値として $t_s = 7.0$ s、 $t_e = 9.0$ s を得る。なお、 $t_s < t_e$ となるのは、出力が最大値あるいは最小値に達した後一定値に安定するまでの時間が異なるからである。すなわち、図-5 に示した記号を用いれば、主として $t_s < t_e$ であることに起因している。

(3) 基本的検定

a) 温度検出部の検定

温度検出部 (サーミスター) の検定にあたっては、温

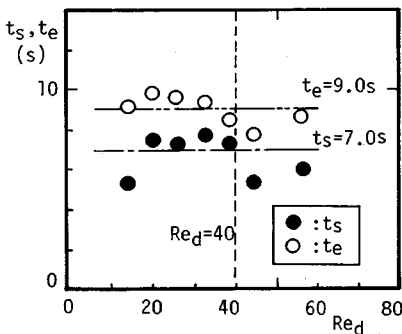


図-6 応答実験におけるレイノルズ数 Re_d と時定数 t_s 、 t_e の関係

度安定器とサーモスタットを用いた恒温水槽に、水晶温度計と自作の温度センサーを入れて行った。水晶温度計は分解能 0.001°C 、測定誤差 0.01°C であり、恒温水槽は 0.01°C 程度の誤差で温度を一定に保つことができる。

一般に温度検出部の抵抗と絶対温度との間には、次の関係がある¹¹⁾。

$$R_i = R_{0i} \exp B_i \left(\frac{1}{T_i} - \frac{1}{T_0} \right) \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 R_i 、 R_{0i} (k Ω)：それぞれ i 番目のサーミスターの周囲温度 T_i 、 T_0 (K) における抵抗値、 B_i ：サーミスター定数である。

また、図-7 のようなブリッジ回路を考え、 R_1 をサーミスターの抵抗値とすると、 C 、 D 間の電位差 V は、直流電圧を E として、

$$\frac{V}{E} = \frac{V_c - V_d}{E} = \epsilon \frac{R_{01} \exp B_1 (1/T_1 - 1/T_0)}{R_2 + R_{01} \exp B_1 (1/T_1 - 1/T_0)} \dots\dots\dots (8)$$

となる。ここで、 $\epsilon = R_3 / (R_3 + R_4)$ である。温度 T と電位差 V の関係を図-8 に示す。同図から T と V は $15 \sim 30^\circ\text{C}$ の範囲内では上に凸の曲線で表わされ、この関係から、熱源の温度を測定することができる。同様にして、 R_1 、 R_2 をサーミスターの抵抗値として、

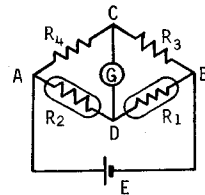


図-7 ブリッジ回路

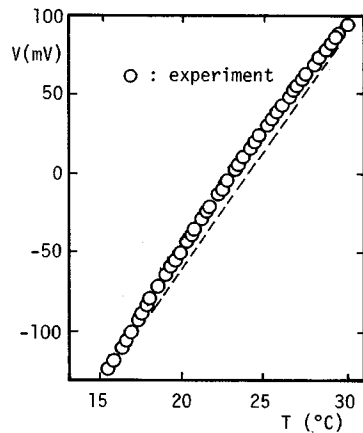


図-8 温度と出力値の関係

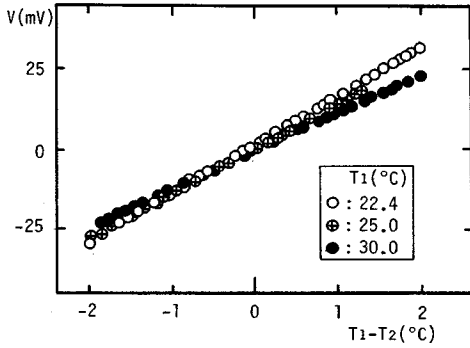


図-9 基準温度 T_1 に依存する温度差と出力値の関係

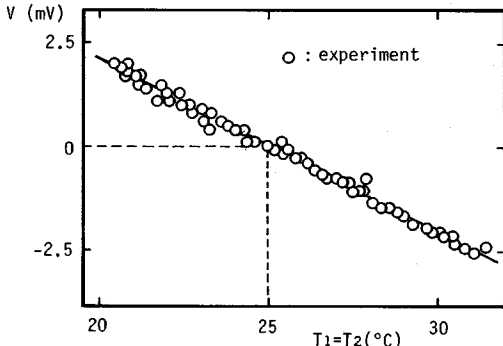


図-10 ゼロバランスの温度依存性

$$\frac{V}{E} = \epsilon$$

$$\frac{R_{01} \exp B_1(1/T_1 - 1/T_0)}{R_{02} \exp B_2(1/T_2 - 1/T_0) + R_{01} \exp B_1(1/T_1 - 1/T_0)} \dots \dots \dots (9)$$

となる。したがって、 R_{01} 、 B_1 が等しい場合には温度差 $T_1 - T_2 > 0$ のとき、 $V > 0$ 、 $T_1 - T_2 < 0$ のとき、 $V < 0$ となる。図-9は、 T_1 を基準温度とした場合の温度差と出力値の関係を示している。同図から温度差 $T_1 - T_2$ が $\pm 2^\circ\text{C}$ の範囲内では温度差と出力値の間には直線関係が成立するが、この関係は基準温度に依存し、基準温度が低いほど出力値は大きい傾向となることがわかる。式(9)において $T_1 = T_2 = T$ とし、 R_{01} 、 B_1 が等しい場合には、 $V = \epsilon - 1/2$ 、となり $\epsilon = 1/2$ であれば出力値はゼロである。しかし、 B 値は温度によって変化し、2つのサーミスターの特性等が異なる結果、ゼロバランスの温度依存性が生ずる。その結果を図-10に示す。同図から、 $20 \sim 30^\circ\text{C}$ の範囲内では温度の上昇に伴って出力値が、ほぼ直線的に減少するといえよう。

b) 熱源部の放熱特性

微流速中では、熱源からの加熱による自由対流が必ずしも無視できるとは限らないが、議論の対象である流れ

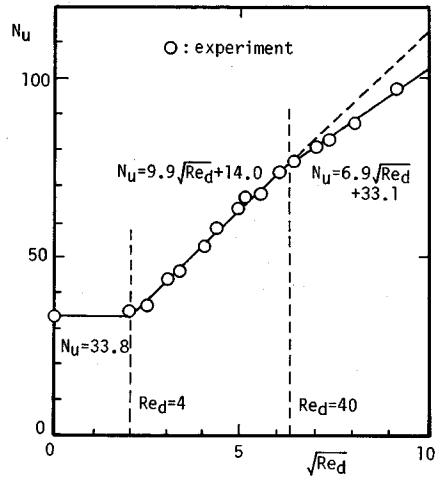


図-11 熱源部の放熱特性

場が鉛直方向を考えない水平二次元場であることを考慮して、ここでは熱源部からの放熱が流れによる強制対流のみによるものとすれば流速がある程度以上では、熱伝達の法則より無次元化された放熱量 Nu (Nusselt) 数は、 Re (Reynolds) 数および Pr (Prandtl) 数の関数として表わすことができる。ただし、 Pr 数は物性値であるから定数 (A 、 B) の中に含めて考えると、熱源温度があまり高くない場合には、いわゆる King の式

$$Nu = A + B\sqrt{Re_{ea}} \dots \dots \dots (10)$$

が近似的に成立することが知られている¹²⁾。ここで、

$$Nu = \frac{(Q/A)l}{k_f(T_w - T_f)}, Re_{ea} = \frac{Ud}{\nu} \dots \dots \dots (11)$$

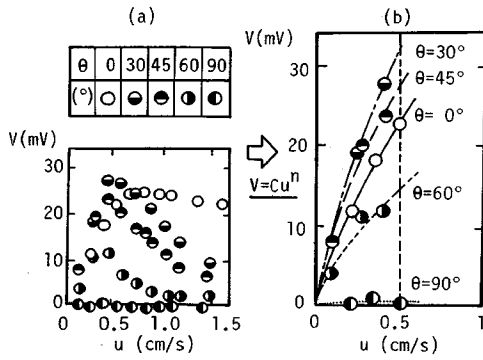
Q/A : 熱フラックス、 l : 熱線長、 k_f : 流体の熱伝導係数、 $T_w - T_f$: 熱線と流体の温度差、 U : 流体速度、 d : 熱線直径、 ν : 流体の動粘性係数である。

図-11は、最小2乗法により定数を求めたうえで式(10)の関係を示したものである。 Re_{ea} 数のごく低い範囲を除外した $Re_{ea} = 40$ までの範囲では Nu と $\sqrt{Re_{ea}}$ 間のよい直線関係を示している。ただし、 $Re_{ea} > 40$ では渦の放出のために熱源部の放熱特性が変化することに注意しなければならない。

c) 台車による検定

上記の2つの検定は、温度検出部および熱源部の単独での検定結果であり、単純に両者を重ね合わせることはできない。したがって、実際に流速計として使用する場合には、これらを1組のセンサーとして種々の影響を含めた形で流速との関係を把握しておかなければならない。

この検定は、水路上方のレール上を滑動可能な台車に流速計を取り付け、台車を無段変速モーターにより走行させたときの流速計の出力と台車速度の関係を求めると



図—12 迎角の変化による流速および出力値の較正曲線

いう形で行った。

図—12は熱源とサーミスターの中心間隔を $a=5\text{ mm}$ とし、それらの中心軸に対する流れの迎角 θ を 0, 30, 45, 60, 90° と変化させた場合に、上記の方法で得られた較正曲線を示している。ただし、プローブ支柱の影響や製作誤差などを考慮して、それぞれの測定はすべて中心軸を 180° 回転した場合についても行い、両者の平均値で示している。また同図には、式 (3)、および R_{0u} , B_i が等しいと仮定した式 (9) から求まる電位差と流速の関係式

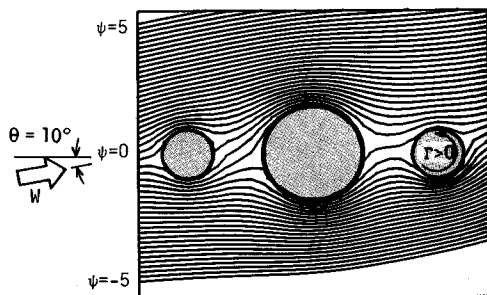
$$\frac{V}{E} = \epsilon \frac{1}{\exp A(e^{\gamma u} - e^{-\gamma u})K_0(\gamma u) + 1} \dots\dots\dots(12)$$

ここで、 $A = (q/2\pi K)/(T_1 \cdot T_2/B)$, $\gamma = a/2K$ を 0.5 cm/s 以下の範囲に対して次の放物線式、

$$V = C \cdot u^n \dots\dots\dots(13)$$

で近似した曲線を併記してある。ここで、 $C, n (>0)$: 定数である。

同図に示されるように、流速と電圧の関係は、ある流速範囲を越えると 2 価関数となる。また、 $\theta \neq 0^\circ$ のときに出力値が最大になっていることが注目される。これは基本的には、熱源前後の流れ場の非対称性によるものと思われるが、その他にもプローブ自体が流れ場を乱し、粘性効果による渦と円柱の干渉や流れと拡散の相互作用が複雑に影響しているものと考えられる。



図—13 ポテンシャル理論に基づく複数円柱まわりの流れ関数 ($s/d=1.25, \Gamma/W=0.5$)

流れ場の非対称性によって、こうした現象が生じる状況は定性的にはあるが、たとえば、 θ については鏡像原理を用いたポテンシャル理論により以下のように説明することができる。すなわち、いま一樣流中に置かれた径の異なる複数円柱まわりの流れ関数を求めて¹³⁾、流れに対して迎角をもつ場合の流れの状態を計算した一例を示すと図—13 のようである。ただし、この計算では流れ場に非対称性をもたせるために下流側の円柱には正の循環 Γ を与えている。

流れの様子は、迎角 θ 、Reynolds 数および円柱間隔比 s/d (s : 円柱中心間隔, d : 熱源円柱の直径) 等によって変化する¹⁴⁾。たとえば、 s/d が大きい場合には円柱相互は影響を及ぼさず、熱源円柱まわりに流線は点対称となる。しかし、 s/d が小さくなると円柱の径の差異が影響し、 $\theta \neq 0^\circ$ のとき、熱源より下流側の円柱間では、熱源の径による流れの曲率の影響を受けて、上流の円柱間よりも流量が小さくなることが予想される。したがって、 $\theta \neq 0^\circ$ では上流円柱間の流れのため、上流側の温度検出部は水温 T_w に近い温度となり、一方 $\theta = 0^\circ$ では、円柱間の中心軸上によどみ点が位置するため、上流側のそれは T_w よりも高い温度となり、下流側の検出部の温度に差がなければ、 $\theta = 0^\circ$ のときよりも出力値は大きくなることが予想される。

(4) 二次元流速場の推定法

上述のように、流速と出力値の関係は非線形であり、迎角 θ によってその特性が変化するために、いわゆる余弦則が成立せず、図—2 を直接適用することはできない。一般に、流速成分 u, v は出力値 V_u, V_v と次のような関係にある。

$$u(t) = W(t) \cdot \cos \theta = V_u(t) < X > \dots\dots\dots(14)$$

$$v(t) = W(t) \cdot \sin \theta = V_v(t) < Y > \dots\dots\dots(15)$$

ここで、 $W^2 = u^2 + v^2$, $< X >$, $< Y >$ は補正係数である。問題は、出力値から流速に換算する場合の補正係数の決定方法である。式 (14), (15) において、 $< X >$, $< Y >$ は W, θ の関数

$$< X > = X(W, \theta) \dots\dots\dots(16)$$

$$< Y > = Y(W, \theta) \dots\dots\dots(17)$$

となるが、式 (16), (17) を逆変換できたとすれば、 V_u, V_v の測定値から X, Y を求め、 W, θ を次のように決定することができる。

$$W = F_w(X, Y) \dots\dots\dots(18)$$

$$\theta = F_\theta(X, Y) \dots\dots\dots(19)$$

しかし、この逆変換は簡単ではなく、実際的でもないもので、検定による離散データから適当な関数をあてはめる、いわゆる回帰分析的手法によって式 (18), (19) を決定するのが得策であろう。

そこで、前述のように較正曲線が式 (13) で近似でき

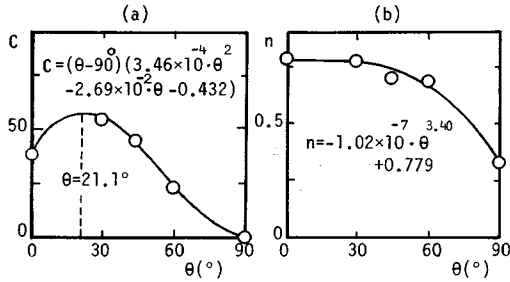


図-14 近似曲線式 (13) のパラメーター C, n の迎角による変化

る場合には、C, n を θ の関数として、それぞれ 3 次関数および放物線で近似したのが、図-14 である。

このように考えれば、出力値 V_u, V_v は、

$$V_u = C_u (W \cos \theta)^{n_u}, \quad V_v = C_v (W \sin \theta)^{n_v} \dots (20)$$

となり、W を消去して、 θ のみの関数

$$f(\theta) = \left(\frac{V_v}{C_v}\right)^{1/n_v} \left(\frac{C_u}{V_u}\right)^{1/n_u} - \tan \theta = 0 \dots (21)$$

が得られる。したがって、結局、式 (21) から V_u, V_v が与えられれば、逐次近似法などにより、まず角度 θ を求め、式 (20) より W が定まり、流速成分 u, v が算出できることになる。

4. 長周期波動場の水粒子速度の計測

以上の検定結果を用いて、長周期波動場における有用性を検証するために、簡単な水理実験を行った。

潮汐発生システムは長方形水槽 (全長 6.5 m, 横幅 0.9 m, 側壁長 0.6 m) の片側にポンプを設置し、水の供給量はその回転数をマイコン制御によりきわめて小刻みに変化させて行う水供給式で、実験は水平床で行った。なお、測定点は湾口 ($x=0$) より $x=0.5, 2.0, 3.5$ m の水深中央 $z=h/2$ である。波形記録は、潮汐振動開始の第 1~10 周期までとし、解析は時間波形が周期的に安定状態となった第 4~9 周期目の 5 周期であり、流速の最大値についてはその平均値を採用している。また、流速計の応答特性を考慮して 0.1 Hz のローパスフィルターにより処理を施している。実験諸元を表-1 に示す。

本実験では、まず、差温式微流速計による点計測データを比較する目的で水素気泡法による流れの可視化も試みた。ただし、この方法は微流速になると気泡同士が接触・合体する危険性があり、この影響を無視できない¹⁵⁾。

表-1 実験諸元

depth h(cm)	period T(s)	tidal range H(cm)
10.0	59.8 ~ 63.8	0.23 ~ 0.49
12.5	87.3 ~ 92.9	0.39 ~ 0.78
15.0	114.8 ~ 122.3	0.55 ~ 1.02

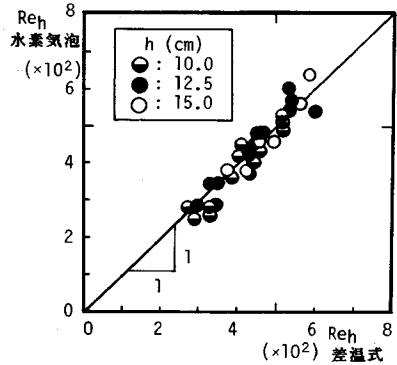


図-15 差温式微流速計および水素気泡法による最大流速値の比較

したがって実験に際しては、パルス周期とその幅を調節してこの影響を最小にし、白金線 (直径 0.05 mm) には適当な間隔でペイントによるコーティングを施して、水素気泡の浮力が及ぼすひずみを修正するようにした。

図-15 は、差温式微流速計および水素気泡法による平均流速の最大値を、次式で表わされる水深 h で無次元化した鉛直 Re_h 数の比較を示している。

$$Re_h = u_{max} \cdot h / \nu \dots (22)$$

同図から $250 < Re_h < 600$ の範囲では、ほぼ直線関係が成立し、最大流速値は対応していることが確かめられた。

次に流速の時間波形について、その応答特性をみるために、式 (23) で与えられる層流境界層理論¹⁶⁾に基づく基本振動流の流速 u と比較したのが図-16(b) および

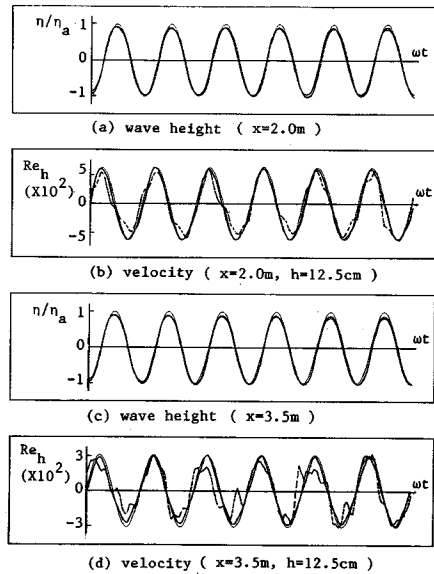


図-16 差温式 (太い実線) および電磁流速計 (太い破線) による計測流速と理論値 (細い実線) の時間波形 ($\theta=0^\circ$)

(d)である。同図には参考のために電磁流速計(アレック電子 ACM-200 P)による測定値も併記した。

$$u(x^*, z^*; t^*) = R_e \left[\frac{A \eta_a g}{\omega} (P_1 - iP_2) |e^{-\alpha - i\alpha z^*} - 1| \cdot \frac{\sinh A(P_1 - iP_2)L(x^* - 1)}{\cosh A(P_1 - iP_2)L} \cdot e^{-it^*} \right] \dots\dots\dots(23)$$

$$A = \sqrt{\frac{\sqrt{1 - 1/h^* + 1/2 h^{*2}}}{1 + 1/h^* - 1/2 h^{*2}}} \cdot \frac{\omega}{\sqrt{gh}}$$

$$P_1 = \sin \frac{\theta}{2}, P_2 = \cos \frac{\theta}{2}, \theta = \tan^{-1} \left(\frac{1}{2h^* - 1} \right)$$

ただし、 $i = \sqrt{-1}$ 、 $x^* = x/L$ 、 $z^* = \beta_z \cdot z$ 、 $\beta_z = \sqrt{\omega/2\nu}$ 、 $h^* = \beta_z \cdot h$ 、 $t^* = \omega t$ 、 L ：湾長、 h ：水深、 ω ：角周波数、 ν ：流体の動粘性係数、 g ：重力加速度、 η_a ：湾口 ($x=0$)での潮汐振幅である。なお、同図の縦軸は水位の最大振幅 η_a 、または鉛直 R_e 数で、横軸は潮汐波の基本振動周期 T でそれぞれ無次元化しているが、表-1の実験条件を用いて $\eta_a = H/2$ および $\omega = 2\pi/T$ とした。

図-16(a), (c)は、実験中の水位の時間波形である。同図から、水位波形はほとんど正弦波形を示しており、式(23)の設定条件が少なくとも水位に関しては満足されていることがわかる。さて、流速の時間波形をみると、流速値が比較的大きい同図(b) ($(R_{en})_{max} \approx 600$)では、三者(理論値、差温式および電磁流速計)がほぼ一致し

ているのに対して、流速値が小さい同図(d) ($(R_{en})_{max} \approx 300$)では、電磁流速計による測定値が他の二者とかなり異なっている。すなわち、電磁流速計による測定値は正弦波形から相当ずれ、しかも周期性も崩れている。流れ場を支配する1つの要因である水位波形については、図(c)にみられるように正弦波形を保っているのであるから、この原因としては、そもそもこの場合の流速が電磁流速計の限界以下であったことに起因するものと考えられる。一方、本流速計による測定値は理論値と同様安定した正弦波形を示している。この場合の実験条件が潮汐波の波長に比べて湾長が十分短く、したがって完全重複波と考えられ、また、常に層流場で行われていることから波形が正弦波であれば、式(23)の誘導過程が要求する流れ場は安定して形成されているものと考えられる。また周期性については、本流速計の生データ(0.1 Hzの low pass filter で処理を施す前)の時間波形をみても、周期性の強い流れ場が形成されているものと判断した。以上のことから、本流速計は、流速値が比較的大きくなる場合はもちろん、常に微流速で振動する長周期波動場においても、トレンドはきわめて小さく安定性が高いといえよう。

また、図-17は流速計が主流に対して迎角 θ をもつ場合の、各較正曲線を用いて換算した流速の時間波形を示している。同図から $(R_{en})_{max} \approx 600$ では、 $\theta = 30^\circ$ 程度から角度の増加につれて流速の最大値付近で出力値が低下し、流速計の指向性は低下するが、 $(R_{en})_{max} \approx 300$ では、 $\theta = 45^\circ$ 程度までは理論値とよく対応していることがわかる。同図(a)の $\theta = 45^\circ$ の場合のように、流速波形のピーク周辺で測定値がひずむのは、前述のように、 θ の増加とともに一関関数の成立する流速範囲は狭くなり、実際の流れがその範囲を越えているために、現象の値を正しく測定することができなかったものと思われる。また、同図(b)の $\theta = 45^\circ$ をみれば、図(a)に比べ実際の流速値が一関関数の成立する範囲内であるために十分測定可能であることを示している。したがって、3.(4)で述べた二次元流速場を推定するにあたっては、実際の流速値を概略把握し、指向性に留意しながら行う必要がある。

以上、層流境界層に起因する潮汐残渣流の生成・維持機構を解明する目的で、きわめて特殊な流速計を除いて従来は計測が困難であった微流速のオイラー的計測を行った結果、 $R_{en} < 600$ 程度の範囲では、十分な精度で基本振動成分を検出できることを示した。

5. 結 論

以上、緩流域の流速を測定するために考案した差温式微流速計について、その基本特性を検討するとともに長

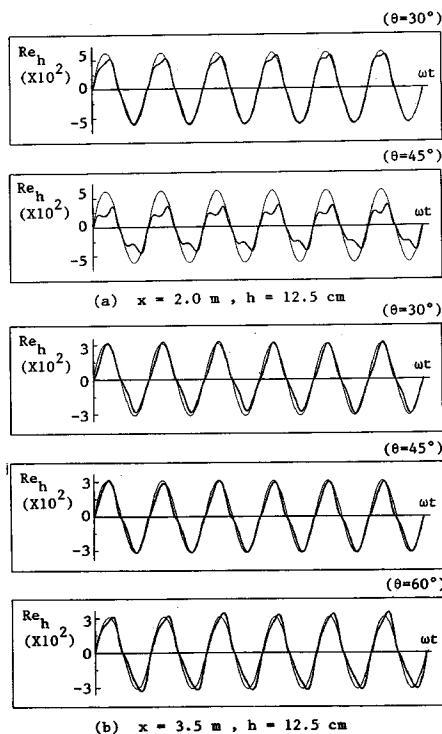


図-17 迎角の変化による差温式微流速計の計測流速(太い実線)と理論値(細い実線)の時間波形

周期波動による流れ場においてその適用性を検証した。

本研究で得られた主要な結論を列挙すれば以下のようである。

(1) 差温式微流速計の作動原理を理論的に検討した結果、本流速計は原理的に流速が小さくなるほど、流速に対する温度差の変化率が大きく、流速が小さいほど流速計としての感度が高くなることが示された。

(2) 流速計の応答特性として時定数を調べた結果、速度変化に対して敏感に応答し、ほとんど時間遅れなしでとらえることができるが、その絶対値を求める場合には流速計のタイムラグを考慮し、0.1 Hz の low pass filter で処理すればよいことがわかった。したがって、対象とする潮汐波の周期はそれよりも長いものであることが必要である。

(3) 基本的検定として温度検出部および熱源部の放熱特性の検定を必要とするが、実用上は通常の流速検定と同様に一定速度で走行する検定台車で較正曲線を作ればよいことを示した。その場合、較正曲線が2価関数となる問題はあるが、一般には流速の概略値については事前に知り得ることを考えれば、致命的な欠点とは考えられない。

(4) 一般的な二次元流速場での測定法を示した。

(5) 現実の長周期波動場における有用性を検証するために、簡単な水理実験を行った結果、任意点の流速の最大値に対しては、差温式微流速計による測定値と水素気泡法によるものとはほぼ一致することが示された。なお、振動流の時間波形の連続記録という観点からは、前者の方が有利であることはいうまでもない。

(6) 従来、きわめて特殊な流速計を除いて、計測が困難であった微流速のオイラー的計測を行った結果、 $Re_n < 600$ 程度では振動流の基本成分を十分にとらえていることが示された。

(7) なお、本流速計の斜流特性には若干問題があるので、二次元流速場に適用する際は、実際の流速場をあらかじめ概略把握し、指向性を検討したうえで行う必要がある。

本流速計は潮汐の流れ、あるいはそれに基づく残渣流の測定というきわめて限定された流れの計測のために製作されたものであって、応答特性が非線形になるなどの点はあるが、緩慢に変化するきわめて小さい流速の計測には十分な信頼性があるものと判断している。

なお、明らかのように差温式微流速計は、流体の乱流計測などのように高周波成分が必要となる場合には適さない。しかし上記のように低 Reynolds 数 ($Re_n < 600$) の範囲では、トレンドも無視できるほど小さく、十分安定している点が優れている。今後は、さらに改良を加え

て、流速値の適用範囲を拡大するとともに潮汐残渣流の生成・維持機構に関する詳細な研究に応用していきたいと考えている。

最後に、本研究を進めるに際し耐えず有益なご助言を賜った名古屋大学工学部土木工学科 岩田好一朗教授ならびに差温式微流速計についての情報を提供して下さった豊橋技術科学大学工学部建設工学系 開発一郎氏、に深く感謝する。

参考文献

- 樋口明生：潮流模型における乱流度に関する一考察，京都大学防災研究所年報，第15号B，pp.425~430，1972.
- 今里哲久・佐藤 敏：沿岸の潮汐・潮流の数値実験，海洋科学，Vol.18，No.7，pp.464~470，1986.
- たとえば，中村俊六・足立昭平：緩流段落ち部後流域における流速測定法について，土木学会論文報告集，第220号，pp.65~70，1973.
- たとえば，日本機械学会：技術資料「流体計測法」，1985.
- 谷口真人・佐倉保夫・古藤田一雄：差温式微流速計による水分フラックスの測定，筑波大学水理実験センター報告，No.6，pp.87~92，1982.
- Kawanishi, H. : A Microflowmeter for Soil Water in Unsaturated Zone, Research Bull. Fac. Edu., Oita Univ., Vol.4, pp.17~27, 1975.
- Byrne, G. F., Drummond, J. E. and Rose, C. W. : A Sensor Water Flux in Soil. 1. "Point Source" Instrument, Water Resources Research, Vol.3, pp.1073~1078, 1967.
- Byrne, G. F., Drummond, J. E. and Rose, C. W. : A Sensor Water Flux in Soil. 2. "Line Source" Instrument, Water Resources Research, Vol.4, pp.607~611, 1968.
- 堀部純男編：環境科学としての海洋学2，東京大学出版会，pp.215~231，1978.
- Collins, D. C. and Williams, M. J. : Two-dimensional convection from heated wires at low Reynolds numbers, J. Fluid Mech., Vol.6, pp.357~384, 1967.
- 自動化技術編集部編：やさしいセンサ技術，工業調査会，pp.134~144，1982.
- 今本博健：開水路流れの乱れに関する水理学的研究，京都大学学位論文，第II編，pp.1~11，1971.
- Carpenter, L. H. : On the Motion of Two Cylinders in an Ideal Fluid, J. of Research of the National Bureau of Standards, Vol.61, pp.83~87, 1958.
- たとえば，日本機械学会編：写真集「流れ」，pp.1~5，1984.
- 祢津家久：開水路流の乱流構造に関する基礎的研究，京都大学学位論文，第3章，pp.25~32，1977.7.
- 安田秀一：境界層による潮汐残渣流（その方程式と湾長が任意の場合の解），中国工業技術試験所報告，No.19，pp.67~86，1983.

(1987.2.14・受付)