

陸上を遡上する波の先端付近の流速測定

加藤 聡也*・真野 明**

1. はじめに

陸上を遡上する波先端の挙動を検討することは、防災対策の見地からも重要であり、これまで数値計算により多くの研究がなされてきた。しかし、これらの研究においては、先端部に働く底面摩擦力として、ほとんどが開水路定常流での値を準用している。その仮定の検証は、水理実験によらねばならないが、波先端部の水深が小さく、その移動は高速であるうえ、砕波などのため激しく乱れており、従来、直接流速分布を測定した例はない。

本研究では、波先端部の内部機構を検討する第一段階として水素気泡法により汀線上の流速分布を水底から水面まで同時に測定した。このデータを用いて波先端の波速、フルード数について考察し、さらに運動量方程式により底面摩擦係数をみつめた。

2. 実験装置および実験方法

(1) 実験装置

実験に使用した水路を図-1に示す。幅80cmの水路を半分に仕切り、片側に1/30の様な勾配をベニヤ板で作った。側壁は片面をガラス張りとし、仕切り板はベニヤ板で作成した。水路の端にプランジャー式の造波機が設置してある。

(2) 実験方法

実験条件は表-1に示す1種類とし、同じ条件で3回実験を行った。ただし T は造波周期、 h_i は沖側の水深、 H_i は造波振幅、 h_b は砕波水深、 H_b は砕波波高である。水位の経時変化は、抵抗線式波高計により測定し、それを50HzでA/D変換し解析した。波先端の流速測定には水素気泡法を用いた。汀線上に直径50 μ mの白金線を鉛直に立て、これと5~10cm離して水中に入れた銅

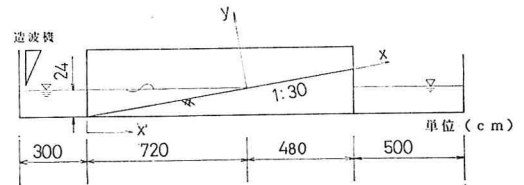


図-1 実験水路

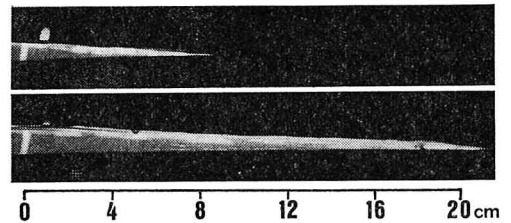


写真-1 空間波形 (上: $t=0.10$ s; 下: $t=0.30$ s)

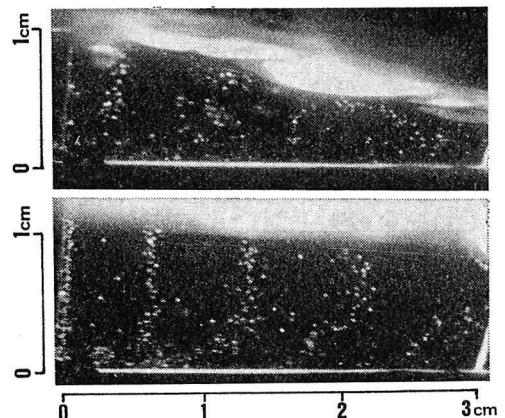


写真-2 タイムライン (上: $t=0.10$ s; 下: $t=0.30$ s)

表-1 実験条件

T (s)	h_i (m)	H_i (m)	h_b (m)	H_b (m)
1.92	2.4×10^{-1}	1.1×10^{-2}	1.0×10^{-2}	1.59×10^{-2}

* 学生会員 東北大学大学院工学研究科

** 正会員 工博 東北大学講師 工学部土木工学科

板との間に電圧300~400V、周期0.02sの矩形パルス印加した。(HV-201型(株)計測技研)水素気泡の撮影には、キセノン放電管発光のストロボスコープ(S-3AA(株)菅原研究所)、ストリークカメラ(C-1000S型(株)菅原研究所)を用いた。ストロボスコープを周期0.025sで発光させ、シャッター開放でカメラを回すことにより、0.025sごとに現象を撮影することができる。

波先端の流速は速くて乱れているため、写真撮影が難しく、鮮明な像を得るために、以下のような工夫をした。

①気泡量を増すために、水道水を電気分解することにより発生し、白金線に付着するスケールを逆電圧を加えるなどして取り除くとともに、水の電気抵抗を低下させるために、NaOH を 1g/l 程度添加した¹⁾。

②被写体と光源およびカメラとでなす偏角の値を 80° ²⁾ 近傍とし、底面を白く塗装し、反射光を多くした。なお側壁は黒く塗装し、まわりを暗幕でおおった。

③白金線とレンズとの距離は 15 cm 程度とし、55 mm レンズを用いて接写した。絞りは F. 2.8 とした。

④フィルムは ASA 6400 程度までの増感現象を可能にするため、KODAK Recording Film 2475 を用いた。

陸上を遡上する波の挙動を明らかにするためには、この汀線上での流速分布の測定のために、陸上での空間波形の変化を知る必要があり、これをカメラを水路から 50 cm 離し画角を広くして撮影することにより行った。

このとき、流速測定の結果との完全な同期をとるため、水面センサーを製作し、汀線から 20 cm 沖側に設置し、ストロボスコープ、ストリークカメラ、水素気泡発生装置を同期させた。このセンサー時定数は 0.01 s である。陸上を遡上する波の流速、波形の測定は第 1 波の押波についてのみ行った。写真の例を、写真-1, 2 に示す。

3. 波形変化特性

図-2 に第 1 波の水位の経時変化を示す。ここで x' 軸は法先を原点として岸向水平方向にとった。 $x'=690$ cm の地点で碎波し、以後段波に近い形で進行していくことがわかる。流速の測定地点は汀線上 ($x'=720$ cm) であるので、碎波直後の波を測定していることになる。

図-3 は空間波形の経時変化を示したものである。以後の時刻の原点は波の先端が汀線を通過する時刻とした。 $t=0.05$ s より $t=0.30$ s まで 0.05 s 間隔の空間波形が 6 本示してある。最初は先端部が凸状になっているが、後の方では底面に接するような形で遡上していることがわかる。

図-4 は汀線上の流速鉛直分布の経時変化を $t=0.10$ s $\sim t=0.30$ s まで 0.025 s 間隔で示したものである。0.075 s までは乱れが大きすぎて流速は測定されていない。それ以後は乱れが残っているものの、水素気泡によるタイムラインが写真-2 のように読みとれ、流速 $\bar{u}(t)=\bar{u}(x, y; t)$ を求めた。これから、細い乱れを除くため対象時刻を含む前後 $2N+1$ 個時刻の荷重平均をとる操作を行った³⁾。

すなわち

$$u(t) = \frac{1}{(N+1)^2} \left[(N+1)\bar{u}(t) + \sum_{i=1}^N (N+1-i) \times \{ \bar{u}(t-i\Delta t) + \bar{u}(t+i\Delta t) \} \right] \dots\dots\dots (1)$$

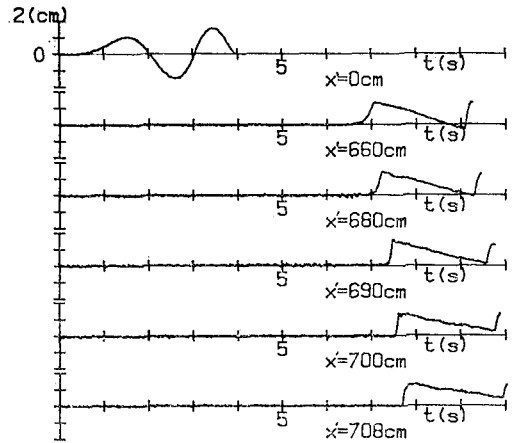


図-2 水位の経時変化

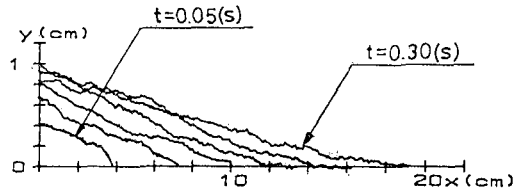


図-3 空間波形の経時変化

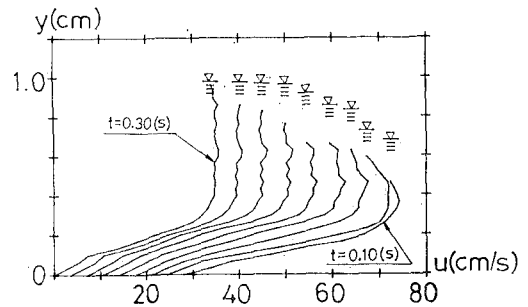


図-4 鉛直流速分布の経時変化

ここで $\Delta t=0.025$ s であり、 $N=4$ とした。 x 軸は汀線を原点とし、斜面に沿って陸向にとり、 y 軸はこれと直角上向きにとってある。それぞれの t において u の原点を少しずつずらして描いてある。また水位の位置もあわせて示した。数回の測定の結果、 $x=0$ での $u(t)$ の一様流速部分での y に関する平均値 $U(t)$ の誤差は、1~3% 程度であり、十分な精度が示された。

図-5 に汀線での水深 h の経時変化を示した。 $t<0.20$ s では、 h が $\sqrt{t}$ にほぼ比例しているといえる。次に平均流速 $u(t)$ を $U(t)$ で無次元化し、 y を $h(t)$ で無次元化して図-6 に示した。分布形は相似になっているといえる。またこれより、境界層の厚さは h に比例しており、 $\sqrt{t}$ に比例して大きくなっていることがわかる。

さらに、排除厚 δ_* を実際に求め、平板に沿う層流境界層のブラジウス解にもとづいて、境界層厚 δ を求め

た。これを用いてブラジウス解を 図-6 に実線で示した。かなりよく一致しているといえる⁴⁾。前にも説明したように、汀線上の流速はかなり乱れており、沖で碎波した時の乱れが移移してきたものと考えられる。この乱れをとり除いた平均流の分布が、陸上を遡上する現象であるにもかかわらず、定常流の平板に対するブラジウス解とこの程度よく一致しているということは興味深い。

次に $U(x; t)$ の場所的な変化について検討する。連続の式は

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

ここで $Q = \int_0^h u dy$ である。

(2) 式を x から波先端の位置 L まで積分すると

$$\int_x^L \frac{\partial h}{\partial t} dx + \int_x^L \frac{\partial Q}{\partial x} dx = 0 \quad (3)$$

積分と微分の順序が交換できるので

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_x^L h dx + Q_{x=L} - Q_{x=x} = 0 \quad (4)$$

となる。 $Q_{x=L} = 0$ より

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_x^L h dx = Q_x \quad (5)$$

次に、 $u = u' \cdot U$ 、 $y = y' \cdot h$ とおけば、 Q_x は

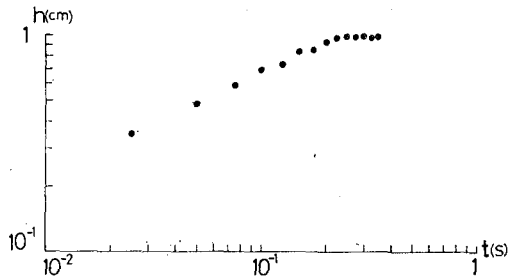


図-5 水深の経時変化

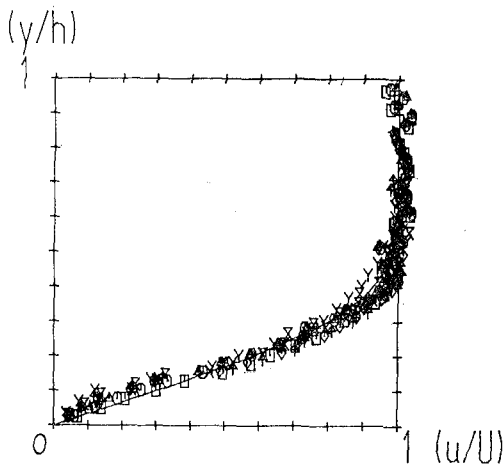


図-6 無次元流速分布

$$Q_x = \int_0^{h(x)} u dy = U h \int_0^1 u' dy' \quad (6)$$

無次元流速の分布形 (図-6) がすべての x で変わらないと仮定すると、

$$I = \int_0^1 u' dy' = \text{const.} \quad (7)$$

であるので、(5)、(6)、(7) 式より、 $U(x; t)$ は

$$U(x; t) = \frac{1}{h(x)I} \frac{\partial}{\partial t} \int_x^L h(x) dx \quad (8)$$

で与えられる。図-3 の空間波形を用いて、この積分を実行し、 U の x 方向の変化を求め 図-7 に示した。またあわせて、先端の移動速度 dL/dt を 図-3 より求め破線で示した。これより U は、汀線から波先端に向かって増加し、ごく先端部では U は dL/dt の値に近づくことがわかる。

$$c = \sqrt{gh} \quad (9)$$

で定義される波速を導入すれば、特性曲線法より

$$dL/dt = U(L) + c \quad (10)$$

の関係がある。図-7 より、 $dL/dt \approx U(L)$ であり、波のごく先端部では $c = \sqrt{gh} \approx 0$ である。この結果、先端でのフルード数 $Fr = U(L)/c$ は非常に大きな値となる。これは、図-3 において波先端は h が非常に小さな状態で遡上していることに対応している。

図-5 で、 $t < 0.20$ s では、汀線上の水深 h は、ほぼ $h \propto \sqrt{t}$ であることを示したが、 dL/dt がほぼ一定値で推移すると近似すれば、 $h \propto \sqrt{L}$ といえる。さらに、図-6 より $h \propto \delta$ と考えられるので、 $\delta \propto \sqrt{L}$ といえる。

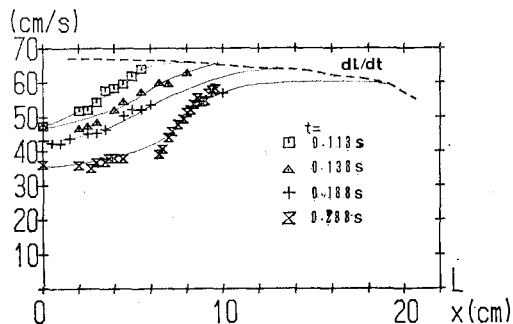


図-7 $U(x)$ の変化、先端の移動速度

4. 運動量方程式による底面摩擦の評価

次に、運動量方程式にもとづき、底面摩擦の評価を行う。空間波形の経時変化のデータ (図-3) にもとづき汀線上に、底面と鉛直に検査面をとり、運動量方程式をたて、平均的な底面摩擦の評価を行った。

運動量方程式は、静水圧を仮定し、単位幅で考えれば

$$\frac{\partial M}{\partial t} - \rho \int_0^h u^2 dy = \frac{\rho g h^2}{2} \cos \theta - \rho g A \sin \theta - \tau \cdot L \quad (11)$$

ここで

M : 汀線から波先端までの運動量

A : 波先端部の面積

τ : 底面せん断応力

ρ : 水の密度

θ : 斜面勾配 ($\tan \theta = 1/30$)

すなわち,

$$M = \int_0^L \rho u dy dx \\ = \rho \int_0^L \left\{ \int_0^h u dy \right\} dx \quad (12)$$

$$A = \int_0^L h dx \quad (13)$$

である。(12)式は, $u = u' \cdot U$, $y = y' \cdot h$ とおきかえ, (6), (7)式にもとづき

$$\int_0^h u dy = U \cdot h \int_0^1 u' dy' = U h I \quad (14)$$

であることより,

$$M = \rho \cdot I \int_0^L U(x) h(x) dx \quad (15)$$

とかける。

図-7より $U(x; t)$ の関数形を各時刻で仮定し, M の値を求め, これにより運動量方程式をたて, τ を求めた。 U を L に関して平均した値を $\bar{U}$ とし, 平均的な摩擦係数 f を

$$\tau = \frac{1}{2} \rho f \bar{U}^2 \quad (16)$$

と定義する。そして, レイノルズ数 Re を

$$Re = \frac{\bar{U} L}{\nu} \quad (17)$$

ν : 動粘性係数 ($= 1.01 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$)

により定義し, 図-8に2回の実験にもとづいた, Re と f の関係を記号を変えて示した。あわせて, 滑面平板に

沿う乱流境界層の平均的な摩擦係数⁶⁾

$$f = 0.074 \cdot Re^{-1/5} \quad (18)$$

を実線で, 平板に沿う層流境界層のブラジウス解⁶⁾

$$f = 1.328 \cdot Re^{-1/2} \quad (19)$$

を破線で示した。

f は 0.01~0.03 程度の値をとり, 平板境界層理論で求められるものより4倍程度大きい。また $Re^{-1/2}$ に比例するような傾向がみられる。実験から求めた f の値が, 理論解より大きくなるのは一様流速 $U(x)$ の分布形が正確にわからず, 平均的な f を決めるために代表流速 $\bar{U}$ を用いていることが考えられる。

6. おわりに

以上得られた主な結論を列挙する。

1) 水素気泡法による流れの可視化により, 波先端が汀線を通してから 0.10 s 以後は, 流速分布を測定することが可能である。 U の誤差は 1~3% 程度である。

2) 流速の分布形は, u/U , y/h という形で無次元化することにより相似となる。これにより, 境界層厚と水深が比例しているといえ, その比は 0.54 となった。さらにこの分布形は, 平板に沿う層流境界層のブラジウス解とよく一致している。

3) U は任意の時刻において先端に向って増加する。ごく先端部では $dL/dt \approx U$ であり, フルード数は非常に大きくなる。よって波先端は底面に接するような形で遡上していると推定される。

4) 運動量方程式により求めた平均的な摩擦係数は, 0.01~0.03 の値をとり, ブラジウス解よりも4倍程度大きい。

最後に, 本研究を行うにあたり, 東北大学工学部 首藤伸夫教授, 澤本正樹助教授より, 貴重な助言を得た。そして東北大学工学部 佐藤栄司技官には, 実験にあたり助力を得た。また費用の一部を昭和 60 年度文部省科学研究費奨励研究 A に負っている。ここに記して厚く謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) 岡本芳三・花輪寿一・亀岡利行: 水素気泡法による管内流の観測について, 日本機械学会論文集, 第37巻294号, pp. 305~312, 1971.
- 2) 武藤速夫・滝 和夫: 熱線流速計と水素気泡発生器の同時利用による流れの動的観察, 第2回流れの動的計測シンポジウム論文集, pp. 21~25, 1985.
- 3) イスマイル・フィディン・首藤伸夫: 波と流れによる砂渚上の流況, 第32回海岸工学講演会講演集, pp. 278~282, 1985.
- 4) Schlichting, H.: Boundary-Layer Theory, McGraw-Hill Book Co., p. 139, 1979.
- 5) 岩崎敏夫・富樫宏由: 遡上津波先端の境界条件と計算法, 第16回海岸工学講演会論文集, pp. 359~364, 1969.
- 6) 日野幹雄: 流体力学, 朝倉書店, 275 p., 1974.

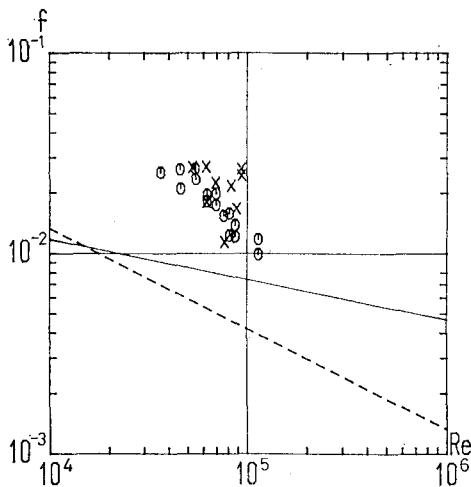


図-8 摩擦係数