

東北大学大学院 ○ 学生員 藤間功司
 東北大学工学部 正会員 後藤智明
 東北大学工学部 正会員 首藤伸夫

1. はじめに

波先端における抵抗則は、津波の遡上やダム破壊流れを考える上で非常に重要な要因である。しかし流れが急変不定流で実験が困難なため、今のところ十分な実験的背景を持った抵抗則は考えられていない。その解決方法の一つとして底面走行式水路の使用がある。水路の底面を波の進行速度で動かすことにより波先端を固定し、定常状態で実験を行なうという考えである。底面走行式水路では、変形せずに一定の速度で進行するサーgingフロントが実現されている。本研究では、この底面走行式水路を用いての波先端の抵抗則の評価を試みる。

2. 実験

実験装置を図1に示す。水位 $\eta(x)$ は、波先端から5 cm 間隔でポイントゲージにより測定した。 x 方向流速 $u(x, z)$ は η の測定点において、 z 方向に3 mm 間隔(底面近くでは1 mm 間隔)で3 mm プロベラ流速計を用いて測定した。また実験は底面勾配 θ とベルト速度 U_B を変えて4種類行った。実験諸元を表1に示す。

3. 抵抗則

図1に示した座標系において、運動の式は式(1)、(2)である。ただし w は z 方向流速である。

$$\frac{Du}{Dt} = g \sin \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad (1)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -g \cos \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (2)$$

式(2)から

$$\frac{p}{\rho} = g \cos \theta (R - z) - \int_R^z \frac{Dw}{Dt} dz \quad (3)$$

と求まる。式(1)に式(3)の右边第2項を無視して代入し、 z 方向に積分すると、

$$\frac{\tau_B}{\rho} = -gR \sin \theta + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{g}{2} R^2 \cos \theta \right] + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^R u^2 dz \quad (4)$$

表1 実験諸元

CASE	θ	U_B	Symbol
1	4.98°	160.9 cm/s	+
2	4.98	229.8	Δ
3	6.20	229.8	$\square$
4	6.20	160.9	$\circ$

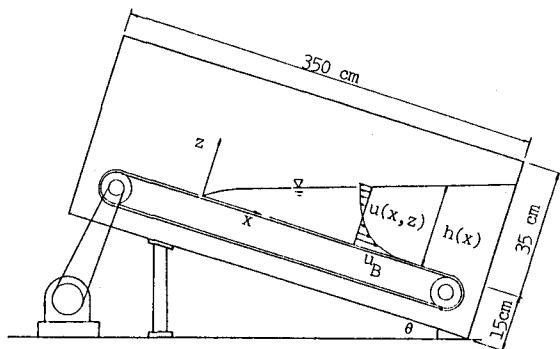


図1 実験装置及び座標系

を得る。ただし、 $\tau_B = -\tau|_{z=0}$ である。従って、実験値を用いれば式(4)から τ_B が求まる。しかし、その方法では数値微分を含むために誤差が大きく、 τ_B の分布を求めることは困難である。そこで、式(4)を波先端から x まで積分し、まず平均的な摩擦係数を求める。式(4)を積分すると、式(5)を得る。

$$\int_0^x \frac{\tau_B}{\rho} dx = -g \sin \theta \int_0^x R dx + \frac{g}{2} R^2 \cos \theta + \int_0^x u^2 dz \quad (5)$$

波先端から x までの平均的な摩擦係数 f 及び局所的な摩擦係数 f を

$$\frac{f}{2} U_B^2 x = \int_0^x \frac{\tau_B}{\rho} dx, \quad \frac{f}{2} U_B^2 = \frac{\tau_B}{\rho} \quad (6)$$

と定義する。従って、 f は式(5)から実験値を数値積分することにより求まる。また式(6)から f は

$$f = \bar{f} + x \frac{d\bar{f}}{dx} = \bar{f} + Re \frac{d\bar{f}}{dRe}, \quad Re = \frac{U_B x}{\nu} \quad (7)$$

と求まる。式(5)(6)から f を求めた結果を図2に示

す。図中の曲線②～④は比較のために描いた平板境界層理論における平均的な摩擦係数である。本実験では、 θ, U_B にかかわらず f はほぼ同一の傾向を示す。また代表的流速のとり方が本研究と平板境界層理論と異なるため単純な比較はできないものの、定性的には波先端の f は平板境界層理論よりも大きな値をとると言える。ここで、平均的に引いた図中の直線①を波先端での平均的摩擦係数として用いるとすれば

$$\bar{f} = 6.74 Re^{-0.44}, \quad f = 3.77 Re^{-0.44} \quad (8)$$

である。

4. 対数分布則を仮定した場合の抵抗則

ここでは、流速分布として対数則を仮定して f を算出する。すなわち、

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (9)$$

(ここで、 $U = U_B - u$, $U_* = \sqrt{\tau_B/\rho}$, $\kappa = 0.4$) と置き、 U_* , z_0 を最小自乗法によって決める。ここで決められた U_* により、式(6)の定義から

$$f = 2 \left(\frac{U_*}{U_B} \right)^2 \quad (10)$$

と f を決めることができる。式(10)によって求めた f を図3に示す。図中の直線は式(8)の f である。ただし、式(9)による流速分布の近似は、実験値に比べ約5%の誤差が含まれている。特に、水表面近くでは実験ではほぼ一様流速になるため、対数則からのずれが大きい。図3を見ると、式(10)による f は式(8)の f の70~80%程度である。また、実験ケースにより若干異なる傾向を示す様である。式(10)と式(8)の f が異なる原因として、以下のものが考えられる。

(1) 流速測定誤差のため、式(9)で U_* が正確に求められていない。(同じ理由で、式(5)の終流項にも誤差が含まれると思われる。)

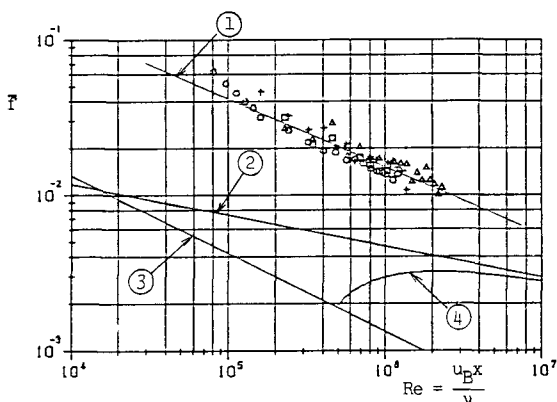
(2) 波先端では、対数分布則そのものが成立しない。

5. おわりに

主要な結論を列挙する。

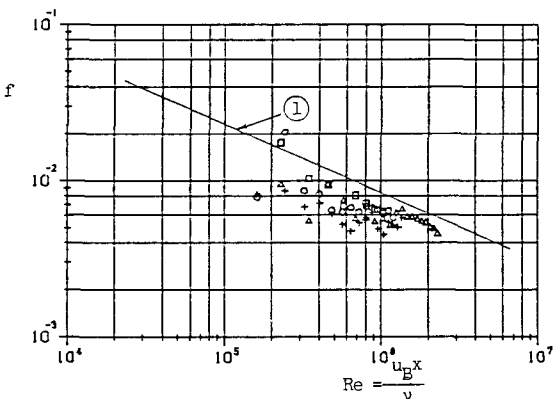
(1) 底面走行式水路を用いて、式(5)(6)から波先端摩擦係数として

$$\bar{f} = 6.74 Re^{-0.44}, \quad f = 3.77 Re^{-0.44}$$



- ① $\bar{f} = 6.74 Re^{-0.44}$ ② $\bar{f} = 0.074 Re^{-1/5}$
 ③ $\bar{f} = 1.33 Re^{-1/2}$ ④ $\bar{f} = 0.074 Re^{-1/5} - \frac{1700}{Re}$

図2 平均的摩擦係数 $\bar{f}$



- ① $f = 3.77 Re^{-0.44}$

図3 局所的摩擦係数 f

を得た。これは平板境界層理論に比べ、 $x=0$ 付近で大きな値を与える。

(2) 流速分布として対数分布則を仮定しても f を求めることができるが、それは式(8)とは必ずしも一致しない。

今後、流速測定の精度を上げ、さらに実際に数値計算に用いるなどして応用面での検討を行なう必要がある。

謝辞

本実験、及びデータ整理等を手伝ってくれた石野好彦君(現静岡県庁)に感謝する。また、本研究の一部は文部省科学研究費によって行われた。