

振動流境界層に関する実験

堀 川 清 司*・水 口 優**

1. はじめに

振動流境界層は、波動現象に対する理解を深めるうえで重要な研究分野である。現在までのところ、われわれの関心は、底質の移動、波エネルギーの逸散に関係する底面でのせん断応力の算定にある。今回の実験では、底面がなめらかな場合の振動流境界層内の流速を測定することにより、その流れの特性を明らかにすることを試みた。

実験には、振動流発生装置をもちい、比較的長周期(6.0~12.0 sec)の条件のもとで水素気泡を利用して流速の測定を行なった。実験の範囲は、測定手段による制約のために層流から乱流への遷移領域に限られた。

2. 実験装置および測定方法

今回の実験に使用した装置の概略を図-1に示す。その特徴は次のとおりである。

(1) 測定部は、断面 25 cm×25 cm, 延長 200 cm で両側面および上面がガラス張りである。上面は、全体として取りはずし可能で、特に中央部には、径 10 cm の工作用の穴が設けられている。

(2) ピストン駆動形式で、両端は自由表面である。ピストンの最大振幅は、測定部で約 150 cm である。一方、周期はモーターの性能限界から 1~12 sec である。

測定にあたっては図-2に示すように、アクリル板を

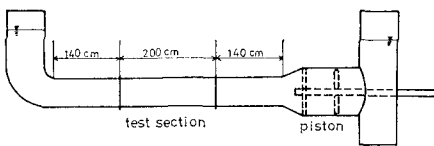


図-1 振動流装置

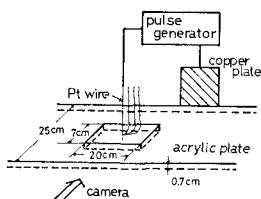


図-2 水素気泡による測定装置

底板とし、約 15 cm の白金線(径 50 μ)を鉛直に張り渡し、一定間隔で発生させた水素気泡列を、毎秒約 48 コマの 16 mm カメラで連続撮影した。流速は、一定コマ数ごとに連続する 2 コマ間の気泡列の差をアナレクターをもちいて読み取ることにより求めた。そのときのフィルム上での拡大率は 10.4~13.0 倍であった。

3. 解析方法

得られた流速データは、気泡の存在する場所でしか測定されないという制約のために、ある種の平均がなされた量であると考えられる。そのためデータの解析は、各ケース 1 周期分だけを 34~46 等分して読み取りフーリエ解析した。そしてその第 1 周期量を平均流速 u , 測定値からそれを差し引いた残りを変動流速 u' とした。

周期 T は、シンクロスコープより読み取ったパルス間隔に、境界層外での流速のゼロ点のコマの間のパルス数を乗じて決めた。その値とモーターの回転よりストップウォッチにより得た値の差は、最大 1.3% であった。測定流速の平均化時間であるコマ送り平均間隔は、21.9~23.3 msec で、周期に比して、1/250~1/500 であった。

4. 結果の整理

解析結果の比較の対象としては次式で表わされる層流解をもちいた。

$$u = \hat{u} \cos(\sigma t + \theta) \dots \dots \dots (1)$$

ここで、

$$\hat{u} = \hat{U}_\infty (1 - 2e^{-z/\delta_L} \cos z/\delta_L + e^{-2z/\delta_L})^{1/2}$$

$$\theta = \tan^{-1} \{ e^{-z/\delta_L} \sin z/\delta_L / (1 - e^{-z/\delta_L} \cos z/\delta_L) \}$$

である。ただし、記号の意味は次のとおりである。

σ : 主流の角周波数 ($= 2\pi/T$)

$\hat{U}_\infty$: 主流の振幅

δ_L : 層流境界層の基準厚さ ($= \sqrt{\nu/2\sigma}$)

ν : 動粘性係数

一方、現在までのところ、唯一の体系的な棍浦のモデル¹⁾においても滑面の場合には、 z/δ_L と $\hat{u}/\hat{U}_\infty, \theta$ の関係は、 Re 数 ($= \hat{U}_\infty \delta_L / \nu$) によってのみ決定される。参考までに図-3に、 $Re=100, 200$ の場合を式(1)と比較して示す。

工学的な意味をもたせた流れの特性量として、渦動粘

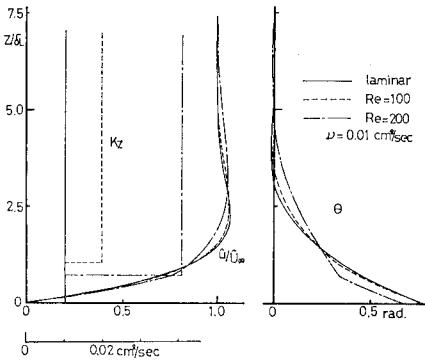


図-3 梶浦モデル

性係数 K_z を次式で定義すると考える。

$$\frac{\partial}{\partial t}(u-U) = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2)$$

ただし、 U は境界層外の流速である。そこで、 $U = \hat{U}_\infty e^{i\omega t}$ と考え、梶浦のように、 $u = \hat{u} e^{i(\omega t + \theta)}$ と仮定すると、 K_z は次式で与えられる。

$$K_z = -i\omega e^{-i\theta} \left\{ \int_z^\delta (\hat{u} e^{i\theta} - \hat{U}_\infty) dz \right\} / \left(\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} + i\omega \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \\ = \hat{K}_z e^{i\varphi} \quad (3)$$

当然のことながら式(3)に式(1)を代入すると、 $\hat{K}_z = \nu$ 、 $\varphi = 0$ を得る。梶浦モデルにおける K_z の値を図-3に示してあるが、この場合も $\varphi = 0$ である。

変動の特性を示す量としては、root mean square $\sqrt{u'^2}$ の鉛直分布および次の式で定義される空間相関のパラメータ $L_{0.6}(z)$ の分布を求めた。

$$\overline{u'(z-L_{0.6})u'(z)} = 0.6 \quad (4)$$

最後に、境界層外での流速の振幅、位相差の基準は得られたデータの分布の一様性を目安にして適当に定めた。

5. 実験結果

図-4～図-12に結果を示す。図中の実線は式(1)で表わされる層流理論値である。いずれのケースも水温は 18.5°C で、 $\nu = 0.0106 \text{ cm}^2/\text{sec}$ をもちいた。

ここでは実験精度について考察を加える。本来ならばゼロとなるフーリエ級数の第0次項の絶対値 $\overline{u'}/U_\infty$ を見ると、境界層外縁部では、Case I, IIを除いて1%以下である。一方、 $\sqrt{u'^2}/\hat{U}_\infty$ は、Case I, II, III, IXで全体的に10%を越えている。これから流速の小さいとき、周期の長いときに境界層外の水粒子の運動、ひいてはピストンの運動に不整があると考えられる。特に周期が12sec前後のケースはモーターの性能限界である。

底面近傍では白金線端部に小さな気泡(0.01mm程度)が発生したケースもあったが、気泡が球体であることを考えあわせると、流れへの影響は小さいと思われる。

一方、水素気泡の形状からも底面に近いほど読取り誤差は大きい。

6. 考 察

“乱れ”の存在: $L_{0.6}/\delta_L, \sqrt{u'^2}/\hat{U}_\infty$

$L_{0.6}/\delta_L$ の分布を見ると、ほぼ一定な部分と直線的な傾き(勾配1)をもつ部分に分けられる。前者は変動の空間スケールの一様性に対応し、後者はその変動の要因が境界層外に存在し、しかも全体的なスケールをもつもの、たとえば主流自体の変動に起因するものと考えられる。その結果、Case II, IV, V, VI, VIII, IXに“乱れ”の存在が推察される。

$\sqrt{u'^2}/\hat{U}_\infty$ の分布には、明確さを欠くが、 $L_{0.6}/\delta_L$ の勾配変化点に対応するあたりで、勾配の存在が見られる。

参考までに Brebner らは²⁾ 振動流装置をもちいて、底面せん断応力を測定しているが、実験値の層流理論からのずれは $Re=140$ 付近で見られはじめる。

平均流速の分布: $\hat{u}/\hat{U}_\infty, \theta$

振幅 $\hat{u}/\hat{U}_\infty$ 、位相差 θ とともに式(1)との一致はよいが、ここでは、そのずれに着目しなければならない。

境界層の厚さ δ は、分布の一様性を基準にすると、振幅、位相差ともに $z/\delta_L = 4 \sim 5$ で、各ケース間の差はほとんどない。

“乱れ”の存在するケースでは、振幅は $z/\delta_L \div 2.5$ 以下で、位相差は $z/\delta_L \div 2.5$ 付近でいずれも式(1)よりやや大きめである。前者は“乱れ”の存在による運動量の交換の結果と考えられる。

振幅の最大値自身が、式(1)との一致の良好なケースにおいてかなり大きな値を示す。

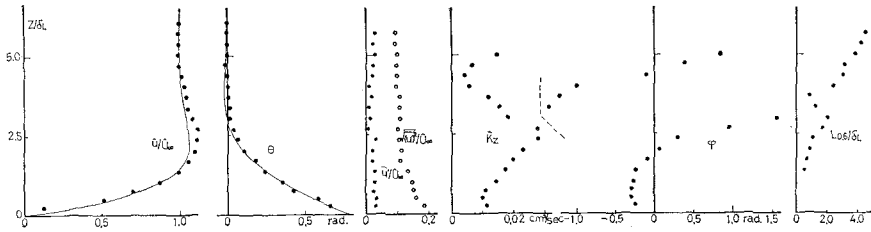
渦動粘性係数: $\hat{K}_z, \varphi$

Re 数、“乱れ”の有無による差を見いだすことはむずかしい。全般的には、絶対値 $\hat{K}_z$ は、底面近くでは $\nu (=0.0106 \text{ cm}^2/\text{sec})$ にほぼ一致し、 $z/\delta_L = 4 \sim 5$ でゼロ近くまで小さくなる。その間のパターンは三角型と台形型に分かれるが、その差の意味は明らかでない。一方、位相差 φ は、底面付近で負の値をとり、以後単調に増加し $z/\delta_L = 1 \sim 2$ でゼロ点を切っている。

位相差 φ の存在は平均流速の分布で、位相差 θ が $\tan \theta \ll 1$ の領域で、振幅 $\hat{u}/\hat{U}_\infty$ が大きな値をとっていることに対応している。堀川・渡辺³⁾は K_z の時間的変動を論じているが、それは位相差 φ の存在に対応する*。

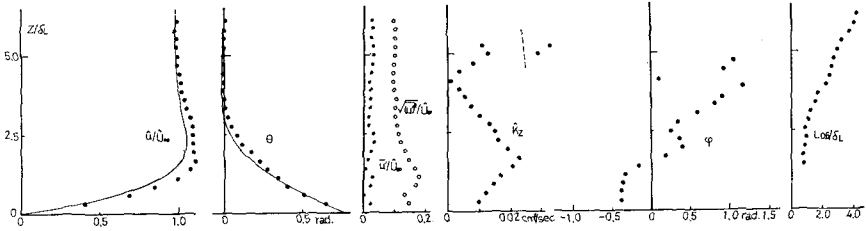
位相差 φ のもつ物理的なイメージは、 $\tau/\rho = K_z \frac{\partial u}{\partial y}$ と置いたとき、速度勾配とせん断応力に位相のずれがあることを意味する。今回の実験では全ケースにおいてその存在が、ある程度の傾向の一致をもって示されたこと

* 文末補足参照。



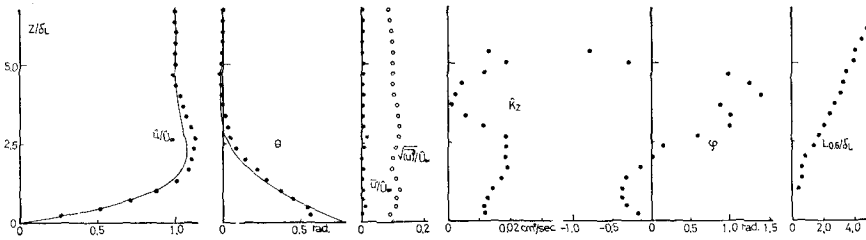
$T=12.0 \text{ sec}$ $\hat{U}_\infty=4.31 \text{ cm/sec}$ $Re=82$ $\delta_L=0.201 \text{ cm}$

図—4 Case I



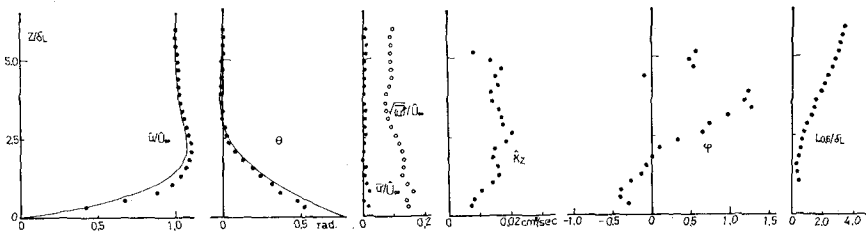
$T=9.10 \text{ sec}$ $\hat{U}_\infty=6.60 \text{ cm/sec}$ $Re=109$ $\delta_L=0.173 \text{ cm}$

図—5 Case II



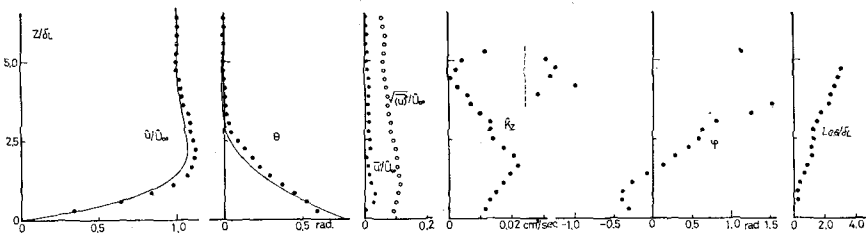
$T=12.0 \text{ sec}$ $\hat{U}_\infty=5.96 \text{ cm/sec}$ $Re=113$ $\delta_L=0.201 \text{ cm}$

図—6 Case III



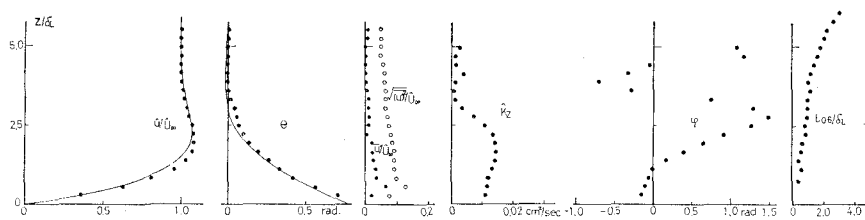
$T=6.60 \text{ sec}$ $\hat{U}_\infty=9.52 \text{ cm/sec}$ $Re=134$ $\delta_L=0.149 \text{ cm}$

図—7 Case IV



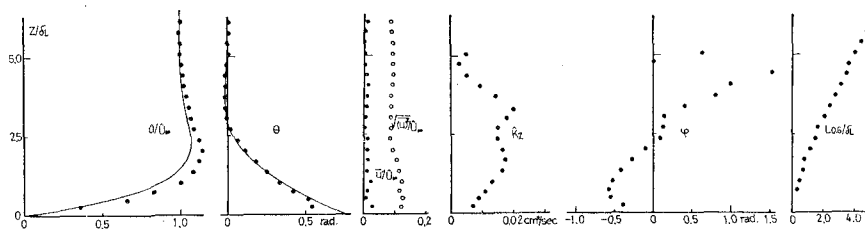
$T=8.92 \text{ sec}$ $\hat{U}_\infty=8.91 \text{ cm/sec}$ $Re=146$ $\delta_L=0.173 \text{ cm}$

図—8 Case V



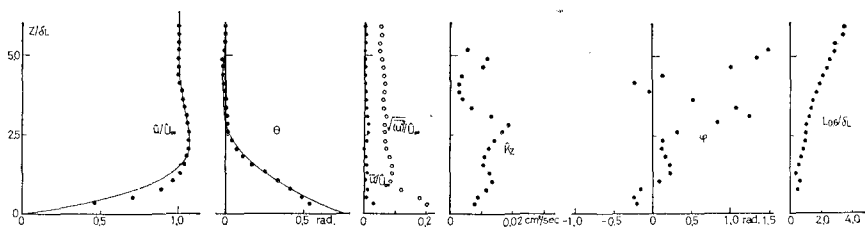
$$T=9.06 \text{ sec} \quad \hat{U}_\infty=8.92 \text{ cm/sec} \quad Re=147 \quad \delta_L=0.175 \text{ cm}$$

図-9 Case VI



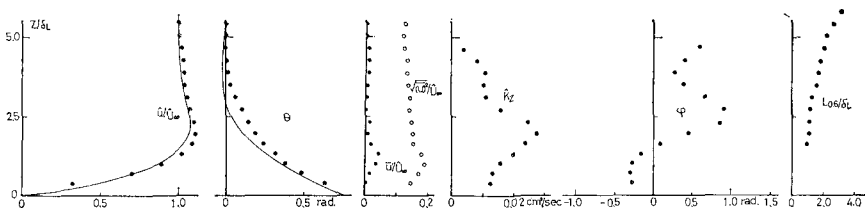
$$T=11.8 \text{ sec} \quad \hat{U}_\infty=8.10 \text{ cm/sec} \quad Re=152 \quad \delta_L=0.200 \text{ cm}$$

図-10 Case VII



$$T=6.65 \text{ sec} \quad \hat{U}_\infty=12.6 \text{ cm/sec} \quad Re=178 \quad \delta_L=0.150 \text{ cm}$$

図-11 Case VIII



$$T=11.7 \text{ sec} \quad \hat{U}_\infty=10.0 \text{ cm/sec} \quad Re=187 \quad \delta_L=0.199 \text{ cm}$$

図-12 Case IX

は、実験誤差によるものとは思われず、式(2)における K_z の意味を考え直す必要があると思われる。たとえば平均流速の定義のあり方に問題があることも考えられる。

位相差 φ において著しい境界層外縁部での点のパラツキは、それに関係する値そのものが小さく、しかも不正確になっていくことによる。

なお K_z の値に対して、 $\hat{U}_\infty$ や境界層外での位相差の基準値の選び方はかなりの影響をもつが、定性的な傾向を変えるほどではない。

梶浦モデルについて

図-3 と実験の結果を比較すると、 Re 数の範囲の狭さを考慮してもかなりの相違がある。

その大きな特徴は、モデルにおける $\hat{K}_z$ の不連続、実験での位相差 φ の存在である。前者は平均流速の分布に微係数の不連続を生む。位相差の存在を抜きにすれば、定性的には K_z の値を連続的にすること、境界層外縁部での K_z の値を小さくすることにより一致は高まるだろう。

7. おわりに

今後の課題としては、測定域が広く、周波数特性のよい流速計の開発により、精度の高い意味のはっきりしたデータによる議論が望まれる。

参考文献

- 1) Kajiura, K.: A model of the bottom boundary layer in water waves, Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. of Tokyo, **46**, pp. 75-123 (1968).
- 2) Riedel, H. P., Kamphuis, J. W., and Brebner, A.: Measurement of bed shear stress under waves, Proc. 13th. Conf. on Coastal Eng, pp. 587-596 (1972).
- 3) 堀川清司・渡辺 晃: 表面波による振動流境界層に関する実験的研究, 第15回海岸工学講演会講演集, pp. 16-23 (1968).

補 足

* 式(3)から $A = \int_z^{\hat{\sigma}} (\hat{u} \cos \theta - \hat{U}_{\infty}) dz,$

$$B = \int_z^{\hat{\sigma}} \hat{u} \sin \theta dz$$

とおくと,

$$\hat{K}_z = \sigma [A^2 + B^2] / \left\{ \left(\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} \right)^2 + \hat{u}^2 \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^2 \right\}^{1/2},$$

$$\varphi = -(\theta + \alpha_1 + \alpha_2)$$

となる。ただし,

$$\alpha_1 = \tan^{-1} \left(\hat{u} \frac{\partial \theta}{\partial z} / \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} \right), \quad \alpha_2 = \tan^{-1} (A/B).$$

一方, $u = \hat{u} \cos(\sigma t + \theta), \quad U = \hat{U}_{\infty} \cos \sigma t$ とおくと,

$$K_z = \hat{K}_z \cos(\sigma t - \alpha_2) / \cos(\sigma t + \theta + \alpha_1) \text{ となる。}$$