

中央大学大学院 学生員 内田 一裕
中央大学理工学部 正会員 服部昌太郎

1.はじめに 遡上波動場の運動挙動に関して、これまで現地・室内実験や数値計算により多くの研究がなされてきたが、遡上波の内部機構の実態解明は十分なされていない。そこで、本研究では滑面固定床上の遡上波実験による、自由水面の時空間変動データから断面平均流速と底面せん断力の算定を行い、遡上波動場との関連の下に底面せん断力の時空間的変動特性を検討する。

2.実験装置と測定方法 二次元波動水槽内(20m×0.3m×0.5m)に、勾配($\tan \alpha$)1/20 の一様勾配不透過斜面を設置して実験を行った。入射波諸量を表-1 に示す。遡上域の水面変動記録は、高速ビデオ画像記録(200コマ/s)の静止画像から、水槽側壁に設置した 1cm 正方格子を使用して読みとった。遡上域での波動場の内部流速は、時空間水面変動記録を使用して、連続式(1)から計算した(真野ら 1986)。ここで、 x の座標原点は静水汀線、水平方向岸向きを正とした。また、測定および計算の時間格子間隔は $\Delta t=0.05s$ 、空間格子間隔は、それぞれ $\Delta x=1.0cm$ 、 $\Delta x=0.5cm$ とした。

$$U(x, t) = \frac{1}{h(x, t)} \frac{\partial}{\partial t} \int_x^L h(x, t) dx \quad \dots (1)$$

U : 断面平均流速, h : 全水深, L : 波先端位置

3.遡上域での内部流速場 流速算定には、水面形状、遡上波先端位置などの測定精度と格子間隔が大きく影響する。そこ

で、本研究は、連続した 5 波の水面形状 $\eta(x, t)$ に対して時空間的に整合性のとれるように平滑処理を行った。図-1 に見られるように一周期間の流量収支差は 1.5% 以下であり、水面測定の時空間格子間隔を考慮すると、算定流量収支は十分満足されている。底面せん断力 τ_b/ρ は、線流量 $q(=Uh)$ と断面平均流速 U の算定結果および全水深 h の時空間データを用い、水中圧力を静水圧則とした非線形長波の水平方向運動式(2)から計算した。

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(qU + \frac{1}{2} gh^2 \right) + gh \tan \alpha + \frac{\tau_b}{\rho} = 0 \quad \dots (2)$$

4.遡上波動場と底面せん断力 遡上波運動場の挙動の特性を検討するため、波頂・波底・平均水位と波高水深比、およびマッハ数($M=U_{\max}/(gh_{\max})^{0.5}$)の岸沖変化を調べたところ、run down 位置($x=12cm$ 地点)で遡上波が段波モードから遡上モードに移行する bore collapse 過程が認められる。そこで、遡上波動場の変化に対応して、底面せん断力特性も変化することが考えられることから、(a)run up~run down, (b)run down~静水汀線, (c)静水汀線沖側の三領域区分して検討を行う。図-2 に、入射波 1/5 周期(最大遡上時: $t/T=0.5$) ごとの水面形 η 、断面平均流速 U 、底面せん断力 τ_b/ρ の岸沖分布を示す。遡上域への打ち上げ波は砕波を持続することから、波面前面からその背後にかけて乱れが存在する。したがって、水面形の急激な変化と砕波に伴う乱れにより、式(2)の前提条件である水中圧力が静水圧則よりずれる成分も、算定底面せん断力に含まれて評価されている。一方、引き波時(流向: 沖向き)では水面変動は比較的緩やかであることから水

表-1 実験条件

T(s)	H ₁ (cm)	h ₁ (cm)	H ₁ /L	ξ	砕波形式
1.0	3.0	27.0	0.023	0.33	spilling

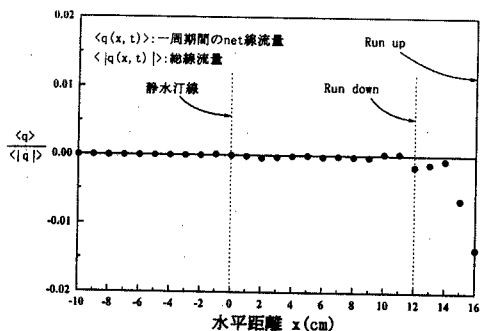


図-1 流量収支の空間分布

中圧力はほぼ静水圧則に近く、算定底面せん断力に含まれる誤差は小さいと考えられる。図-2に見られるように、底面せん断力は後続段波状進行波と戻り流れの衝突位置付近で急激に増大することが認められる。

5. 非定常底面摩擦係数 $f_w(x,t)$ 遡上域特に dry bed 上の摩擦係数に関しては、これまで十分な研究がなされておらず、時空間的に一定とした $f_w=0.02\sim 0.1$ が採用されている (Kobayashi, 1992)。遡上波動場での底面せん断力の算定結果から、式(3)により非定常底面摩擦係数 $f_w(x,t)$ を評価する。

$$f_w(x,t) = 2 \cdot \left(\frac{\tau_b}{\rho} \right) \cdot (U(x,t) \cdot |U(x,t)|)^{-1} \quad \dots (3)$$

図-3～5に、(a),(b),(c)の各領域での f_w と(瞬間)レイノルズ数 $Re(=Uh/\nu)$ (ν :動粘性係数)との関係を打ち上げ時と引き波時とに分けて示す。実線は、定常層流の f と Re との関係($f \sim Re^{-1}$)であり、実験結果はこの直線よりも傾きが急な傾向がある。 τ_b/ρ と U の対応にばらつきがあるが(図-2)、両者間に位相のずれがある。このため、 U が小さい流向転換位相時の $f_w(x,t)$ は大きく、逆に τ_b/ρ が小さく方向転換位相時の $f_w(x,t)$ は小さく評価される。したがって、 τ_b/ρ と U 間の位相のずれを引き起こす流体運動の非定常性により Re に対する $f_w(x,t)$ の依存性が定常層流時より大きくなると考えられる。図-3～5の実験結果には $f_w \sim Re^{-1.5}$ の関係が認められ、打ち上げ時の $f_w(x,t)$ は引き波時の $f_w(x,t)$ より大きい傾向が認められる。層流から乱流の遷移領域($Re=500$)付近で Re に対する $f_w(x,t)$ の依存性がなくなる。領域(a)から領域(c)にむけての実験結果は右上がりに移動し、打ち上げ・打ち下げ時の分布傾向の違いがなくなる。

以上のような、 $f_w(x,t) \sim Re$ 間の変化をもたらす原因として、(1)遡上波動場の非定常性と非線形性、(2)層流～乱流遷移過程での乱れの発生などが挙げられるが、現段階ではその原因を確定するには至っていない。

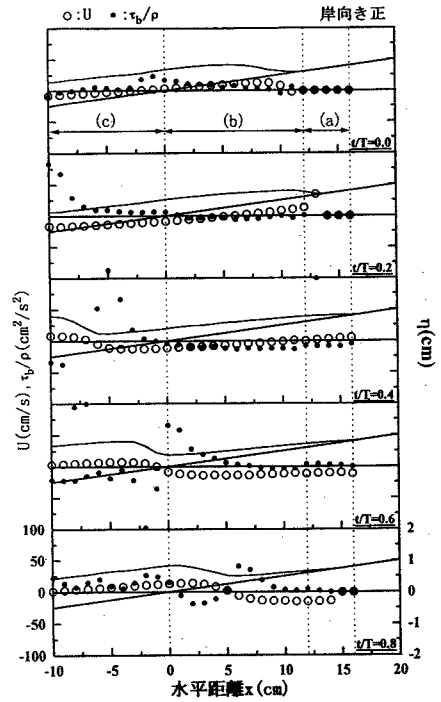


図-2 η と U , τ_b/ρ の岸沖分布

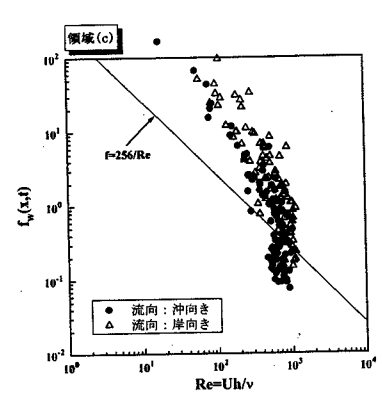
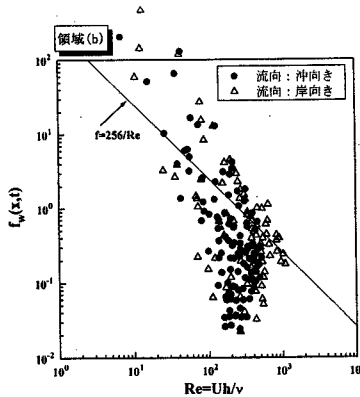
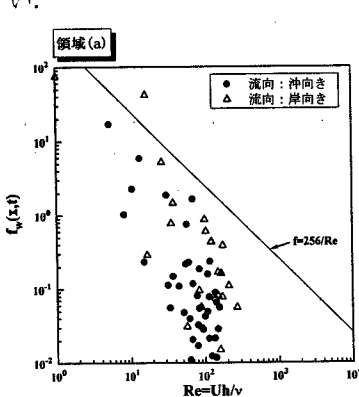


図-3 $f_w(x,t)$ と Re の関係(領域 a) 図-4 $f_w(x,t)$ と Re の関係(領域 b) 図-5 $f_w(x,t)$ と Re の関係(領域 c)
<参考文献>

1) Kobayashi, N., and Wurjanto, A. (1992): Irregular wave setup and run-up on beaches, Jour. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., ASCE, Vol. 118, No. 4, pp. 368-386.

2) 加藤聡也・真野明 (1986): 陸上を遡上する波の先端付近の流速測定, 海岸工学論文集, 第 33 巻, pp 76-79.