

波打ち帯波動場と底面せん断力特性に関する実験的研究

内 田 一 裕*・服 部 昌 太 郎**

1. はじめに

静水汀線付近から陸側の、波の打上げ・打下げに伴い汀線が前進後退する波打ち帯での流体運動場は、極めて特色のある挙動を示し、活発な底質移動を誘起して海浜地形を激しく変化させることから、その機構解明に数多くの研究がなされてきた。波の打上げ高さなどの波打ち帯の問題に、非線型長波理論を適用して貴重な知見がえられている(例えば、Hibberd・Peregrine, 1979; Kobayashi et al., 1987; Brocchini・Peregrine, 1996)。しかし、波打ち帯の流れの多様な水面挙動に加え、水深が非常に薄いため、その内部機構の実験的解明は十分なされていない。

そこで本研究では、静水汀線から岸側の波打ち帯全域での波動場の時空間変動を実験的に解明するため、水面変動の測定データを基に、非線型長波理論から波打ち帯内の流速場と底面せん断力変動とを算定し、波打ち帯での波動場特性を解明することを試みる。

2. 波打ち帯内部流速場と底面せん断力の算定

水深方向積分をほどこした、非線型長波の連続式と水平方向運動量式は、

$$h_t + q_x = 0, \dots\dots\dots (1)$$

$$q_t + (qU + gh^2/2)_x + gh \tan \alpha + \tau_b/\rho = 0 \dots\dots (2)$$

と書ける。ここで、 $h(x, t) [= \eta - h_0]$: 全水深、 η と h_0 : 静水位から水面と斜面までの鉛直高さ、 $q(x, t) [= U(x, t) \cdot h(x, t)]$: 線流量、 $U(x, t)$: 断面平均流速、 $\tau_b(x, t)$: 底面せん断力、 g : 重力加速度、 ρ : 流体密度、 $\tan \alpha$: 斜面勾配。

連続式(1)を、地点 x から打上げ波先端位置 $L(t)$ まで積分すると、

$$U(x, t) = \frac{1}{h(x, t)} \frac{\partial}{\partial t} \int_x^{L(t)} h(x, t) dx \dots\dots\dots (3)$$

をうる。高速ビデオ静止画像から計測した全水深 $h(x, t)$ と打上げ波先端位置を使用して、式(3)から断面平均流速 U を算定する本研究の手法は、郷農ら(1995)の手

法にくらべて U の算定精度が向上する(加藤・間野, 1986)。底面せん断力 τ_b の時間的・空間的変動は、式(2)を差分化して算定する。

3. 実験装置と測定方法

両面ガラス張り二次元波動水槽(20 m×0.3 m×0.5 m)内に1/20 勾配不透透性滑斜面(塩化ビニール板)を設置し、規則波を入射させて実験を行った。粗面としては、研磨布(平均粒径 0.7 mm)を斜面表面に貼付した。

斜面法先 5 m 前方の一樣水深部($h_r=0.27$ m)に設置した分圧式波高計アレーで水面変動を検出し、水口(1991)の SLSM 法で入射波を分離して、入射波特性を算出した。表-1 に、入射波条件を示す。

表-1 入射波条件 (ξ : surf similarity parameter)

実験	$T(s)$	$H_s(cm)$	H_s/L	ξ	
1	0.80	3.0	0.032	0.28	滑面
2	1.00	3.0	0.023	0.33	滑面
3	1.25	3.0	0.017	0.39	滑面
4	1.00	3.0	0.023	0.33	粗面
5	0.80	3.0	0.032	0.28	粗面

薄層流である波打ち帯内の流れを、計器測定することは極めて難しい。そこで、高速ビデオ画像(200 コマ/s)を、時間間隔 $\Delta t=0.05$ s でパソコン画面に取り込み、岸沖方向間隔 $\Delta x=1.0$ cm で全水深を測定し、水面変動の時空間データを作成した。水面のビデオ撮影と同時に、小型波高計(正豊工学)による水位測定を行い、水面変動データの精度、遡上波先端移動位置などを確認した。波打ち帯波動場の解析には、連続五波の位相平均データを使用した。

4. 波打ち帯波動場の特性

式(3)から算定した、一周期間の net 線流量と総線流量との比は、すべての実験条件に対して 1.5% 以下で、算定結果は連続条件を十分満たすことが確認された(計算格子間隔、 $\Delta t=0.05$ s と $\Delta x=0.50$ cm)。

波打ち帯内波動場を示す実験結果例として、実験 2 (滑

* 正会員 工修 東京建設コンサルタント
** 正会員 工博 中央大学教授 土木工学科

面)と4(粗面)に対する, Froude数 $Fr = U_{max}/(gh_{max})^{1/2}$, 波高水深比 $H/(h_0 + \eta)$, および波峰・波谷・平均水位 (η/H_s , H_s : 静水汀線での波高) の岸沖方向変化を図-1に示す。なお, 横軸 x^* は, 静水汀線位置を基準とし岸向きを正とする無次元水平距離 $x/[T(gH_s)^{1/2}]$ である。

入射波特性は同一であるが, 静水汀線位置での波高は粗面より滑斜面上で高く, wave setup による平均水位上昇は逆に低下している。両者の砕波位置がほぼ同じであることから, 砕波帯内での波高減衰だけでなく, 静水汀線より岸側斜面上での波高減衰と打上げ高さの低減に, 底面粗度の効果が認められる。

図-2は, 静水汀線沖側の $x^* = -0.2$ 地点から最大遡上地点にかけて, 全水深 h と流速 U の入射波一周期間の経時変化 [$t^* = t/T$] で, 図中の▲印は連行気泡をトレーサとして, ビデオ連続画像から測定した流速である。段波モードで波打ち帯を遡上する入射波が dry bed 域を進行すると, wave setup を考慮した平均汀線近傍(図-1で $Fr=1$ となる地点)で, 遡上波モードに移移する bore collapsing 過程を, 実験結果は明瞭に捕らえている。

断面平均流速 U の時間波形は, 岸向きと沖向き流速の振幅と継続時間が異なる非線型性と, 流向転換位相が場所的に異なるため, 遡上波先端部では岸向き流速, 静水汀線付近では沖向き流速となる, 波打ち帯内で流向が異

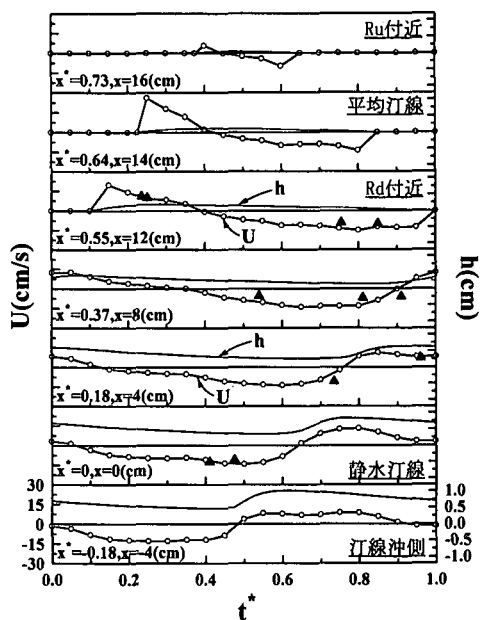


図-2 全水深 h と流速 U の経時変化 (実験2)

なる流れ場が共存する特徴も明らかになった。

5. 波打ち帯での底面せん断力

図-3と4は, 式(2)による底面せん断力 τ_b^* の算定結果例として, 波打ち帯内の特徴的な七地点での流速 U^* と対応させて, τ_b^* の時間変化を無次元表示したものである [$\tau_b^* = (\tau/\rho)(T/H_s)(gH_s)^{-1/2}$, $U^* = U/(gH_s)^{1/2}$].

波打ち帯 dry bed 領域での底面算定せん断力に若干ばらつきが見られるが, 断面平均流速 U^* の流向と底面せん断力 τ_b^* の作用方向間に, 良好な対応が認められる。

斜面が常に水面下にある領域 ($x^* < 0.5$) では, 波動場での τ_b^* が U^* に先行する, いわゆる底面せん断力の先走り現象が認められる。これに対して dry bed 領域 ($x^* > 0.5$) では, 打上げ波の先端と終端では τ_b^* と U^* 間には位相差はないが, 岸・沖流向転換時に位相差が存在することが明らかとなった。

斜面粗度の効果は, 図-1に見られる平均水位上昇, 最大遡上高さといった, 波打ち帯流れ場の平均量に現れるが, 図-2~4の時空間データには明確に捉えられていない。この原因の検討は, 今後の課題である。

せん断力の空間変化を調べるため, 入射波の最大打上げ時を $t^* = 0.5$ として, 入射波 1/5 周期ごとの内部流速 U^* , せん断力 τ_b^* と水面形状 $\eta^* (= \eta/H_s)$ の岸沖変化を, 図-5に示す。

波打ち帯の流向が沖向きとなる波の打下げ時 ($0.5 \leq t^* \leq 1.0$) では, 後続段波状遡上波と打下げ流との衝突部

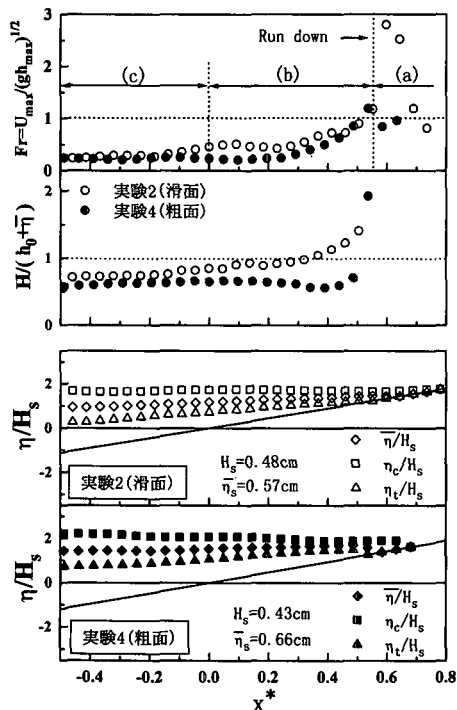


図-1 Fr 数、波高水深比、および水面特性の岸沖方向変化

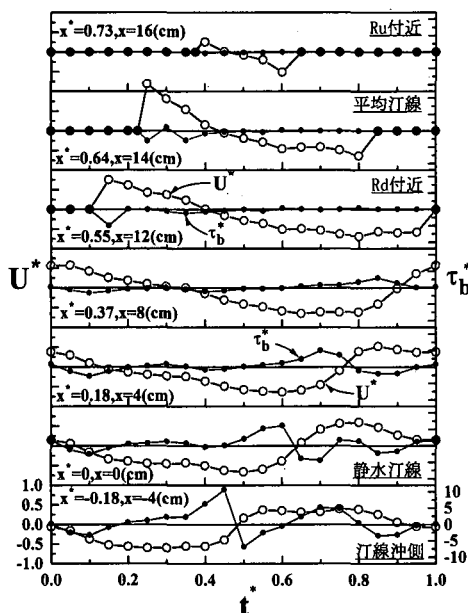


図-3 底面せん断力と流速の時間変化 (実験 2)

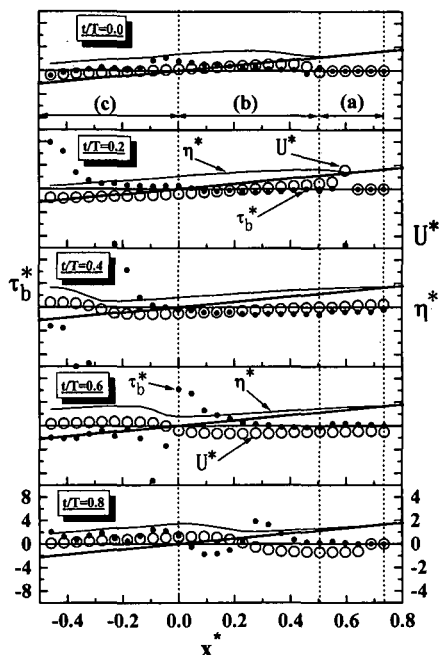


図-5 底面せん断力, 流速, 水面形の岸沖変化 (実験 2)

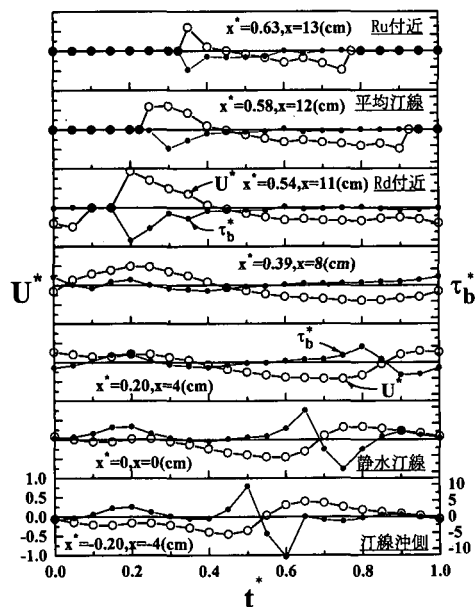


図-4 底面せん断力と流速の時間変動 (実験 4)

付近で底面せん断力が大きく変化し、時間経過と共にこの領域は陸側に移行する。 $0 \leq t^* \leq 0.5$ では、底面せん断力の局所的な変動は遡上波先端部に若干認められる程度にまで減少する。以上の τ_b^* の変動特性は、図-3 と 4 にも認められる。

打上げ時には、遡上波前面近傍に見られる急激な水面

変化と、碎波による乱れの下方向への移流による動水圧が斜面上にもたらされる (Cox et al., 1996)。しかし、式(2)では、水中圧力に静水圧則を採用していることから、動水圧効果が τ_b^* に含まれて評価されている。

一方、波打ち帯の流向が沖向きの打下げ時には、水面の時空変化が比較的穏やかであることから、水中圧力を静水圧則で仮定することはほぼ妥当であり、 τ_b^* は式(2)によって適切に算定されると考えられる。

本研究で採用した波打ち帯流体運動場の解析法は、流れ場の時空間挙動を正確に捉えていることが確認された。図-3～5 の τ_b^* , U^* , および η^* の時空間変動結果は、静水汀線沖側の碎波帯から波打ち帯での波動場特性、すなわち海浜への段波状碎波の進入と遡上波モードの遷移、ならびに入射波の打上げと打下げの影響を反映している。

そこで、図-1 と 5 に示すように、波打ち帯を三領域に区分して、せん断力特性の検討を以下に行う。

- (1) 平均汀線を挟む dry bed の領域 (a) : $(0.5 < x^*)$,
- (2) 段波遡上領域 (b) : $(0 \leq x^* \leq 0.5)$, および
- (3) 静水汀線沖側の領域 (c) : $(x^* \leq 0)$.

6. 非定常底面摩擦係数 $f_B(x, t)$ の検討

波打ち帯での底面せん断力の算定結果をうけて、時空間依存の底面摩擦係数 $f_B(x, t)$ を、式(4)により算定する。

$$f_B(x, t) = (2\tau_b(x, t)/\rho)(U(x, t)|U(x, t)|)^{-1} \cdots (4)$$

図-6~8に、実験2に対する三領域(a), (b), (c)での Reynolds 数 $Re (=Uh/\nu, \nu$: 動粘性係数) と f_B との関係を示す。本実験では、波打ち帯の主要範囲での Re 数が $Re < 500$ であることから、開水路層流場の底面摩擦係数 f と Re 数との関係 $f=256/Re$ を、図中の実線で示す。

定常層流下と異なり、非定常摩擦係数 f_B は Re 数によって大きく変化する。正弦振動層流場の底面せん断力と流速間に $\pi/4$ の位相差があり、波動場の非線型性が強まると両者間の位相差が減少することが指摘されている(Nielsen, 1992)。しかし、式(4)では位相差が考慮されていないため、 f_B は U の流向転換時で過大に、また τ_b の方向転換時には過小に評価され、 f_B が Re 数に強く依存する $f_B \sim Re$ 関係がもたらされたと考えられる。

そこで、式(5)と(6)で示す、せん断力が流速に対して位相 θ 先行し、両者がともに正弦変動する往復流

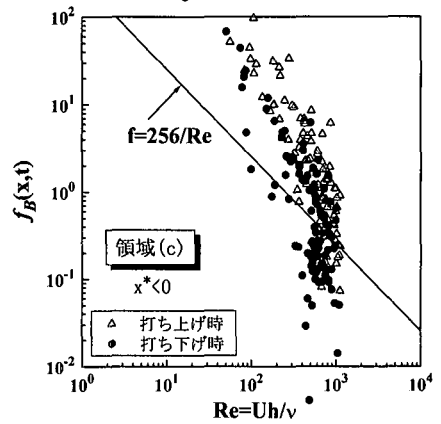


図-8 f_B と Re 数との関係 [領域 (c)]

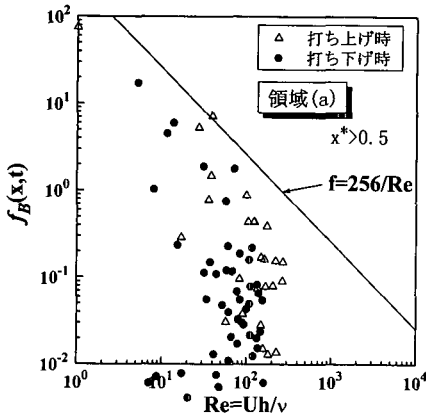


図-6 f_B と Re 数との関係 [領域 (a)]

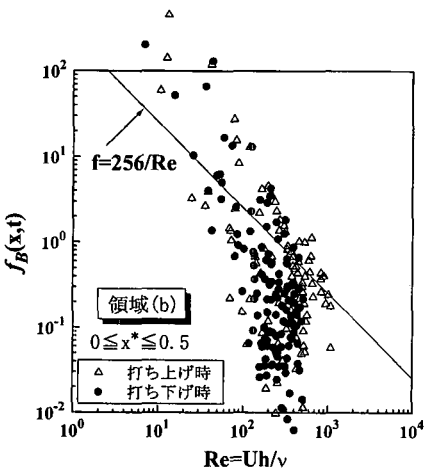


図-7 f_B と Re 数との関係 [領域 (b)]

モデル(水深を一定)で、式(4)で評価した f_B の Re 数 ($=u(t)h/\nu$) に対する依存性を調べる。

$$u(t) = u_m \sin \omega t \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\tau(t) = \rho f_w [u_m \sin(\omega t + \theta)]^2 / 2 \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 f_w : せん断力と流速間の位相差を考慮した場合の底面摩擦係数で、 $f_w = f = 256/Re$ 。式(4)と(5)、(6)から、

$$f_B = f_w [\sin(\omega t + \theta) / \sin(\omega t)]^2 \quad \dots\dots\dots (7)$$

をうる。式(7)で $Re_{max} = 500$, $\theta = \pi/4$ と $\pi/8$ とした場合の関係を図-9と10に示す。図中の(a)と(d)は $U \equiv 0$ と $\tau_b \equiv 0$, (b)と(e)は $f_B = f_w$, また(c)は $dU/dt = 0$ である位相で、ループ(a)~(d)~(a)上を一周期間に二周する。また、位相差 θ が増大すると、 f_B の Re 数に対する依存性も強まる。以上の往復流モデルによる検討結果から、下記のことが明らかにされた。すなわち、

(1) 実験結果(図-6~8)の非定常摩擦係数 f_B と Re 数との関係は、底面せん断力と流速間の位相差を無視し

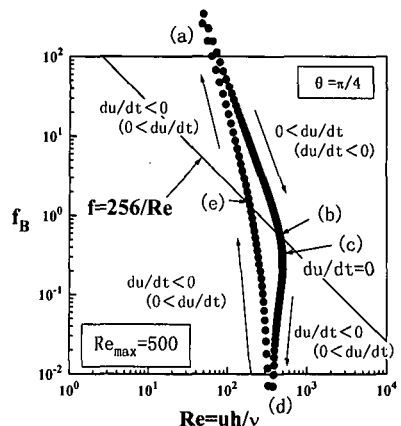


図-9 式(7)による f_B と Re 数との関係 ($\theta = \pi/4$)

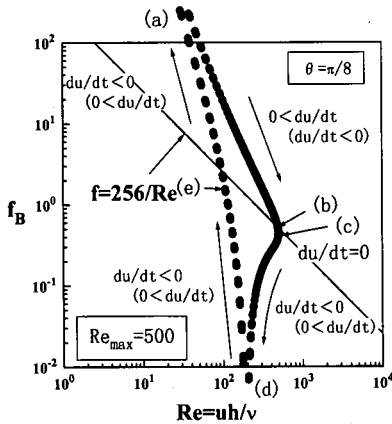


図-10 式(7)による f_B と Re 数との関係 ($\theta = \pi/8$)

たことが主要な原因である。

(2) 波打ち帯での波動場特性が岸沖方向に変化することを反映して、位相差は領域(a)から(c)に向けて増加する。

(3) dry bed 領域(a)での、打上げ波先端と打下げ波終端位相時には $\tau_0 \sim U$ 間の位相差は存在せず、流向逆転位相を挟む期間に位相差が発生することが、図-6の実験結果との比較から確認される。

(4) 打上げ時での摩擦係数が打下げ時のものより若干大きいことの原因の一つとして、前節で指摘した、底面上の動水圧効果があげられる。

(5) 図-6~8と図-9と10との比較から、位相差を考慮した場合の本実験での底面摩擦係数は、開水路層流の摩擦則 $f = 256/Re$ で算定できると考えられる。また、粗面での $f_B \sim Re$ 関係(実験結果省略)も滑斜面と同様の挙動を示し、 f_B に粗度の効果は認められなかった。

(6) しかし、波打ち帯内の波動場特性が場所的に激しく変化し、さらに流れ場が薄層流であるため、これまで広く採用されているJonsson(1966)タイプの底面摩擦係数、またそれを砕波帯に適用したCoxら(1996)の手法を、直ちに波打ち帯に適用することは極めて難しいと考えられる。

7. 結 論

静水汀線岸側の波打ち帯内の波動場の時空間挙動を実

験的に調べるため、水面変動データを基に、非線型長波理論から断面平均流速と底面せん断力を算定して、その時空間変動に着目して検討を行った。

本研究は、1/20 勾配斜面上で崩れ砕波する限られた実験を対象としている。しかし、解析結果は、波打ち帯での自由水面、流速ならびに底面せん断力の変動挙動に関する、有用なデータをもたらしていると認められた。

浅海域と異なり、水深が極めて浅い波打ち帯での波動場特性は、岸沖方向に著しく変化する。このため、底面せん断力と断面平均流速間の位相差を無視し、線形波理論に基づくJonsson(1966)タイプの底面せん断力算定式を、波打ち帯に使用することは適切でないことが、本研究によって明らかになった。この問題を解決するために、入射波の斜面上の砕波モードが巻き砕波、また波打ち帯流れ場が乱流となるなどの条件で、実験を行う必要がある。

謝辞：本研究の一部は、平成9年度文部省科学研究補助金(基盤研究C, 08650615, 代表者 服部昌太郎)で行ったことを記し、謝意とする。

参 考 文 献

- 加藤聡也・間野 明 (1986): 陸上を遡上する波の先端付近の流速測定, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 76-79.
- 郷農一之, 服部昌太郎, 杉本直人(1995): 斜面遡上波の運動機構に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 141-145.
- 水口 優 (1991): 浅海域における入・反射波の分離法について, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 31-35.
- Brocchini, M. and D. H. Peregrine (1996): Internal flow properties of the swash zone and averaging, JFM, Vol. 317, pp. 241-273.
- Cox, D. T., N. Kobayashi, and A. Okayasu (1996): Bottom shear stress in the surf zone, JGR, Vol. 102, No. C6, pp. 14337-14348.
- Hibberd, S. and D. H. Peregrine (1979): Surf and run-up on a beach: a uniform bore, JFM, Vol. 95, pp. 323-345.
- Jonsson, I. G. (1966): Wave boundary layers and friction factors, Proc. 10th I. C. C. E., ASCE, pp. 127-148.
- Kobayashi, N., A. K. Otta, and I. Roy (1987): Wave reflection and run-up on rough slopes, Proc. ASCE, Vol. 113, WW 3, pp. 282-298.
- Nielsen, P. (1992): Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport, World Scientific, pp. 121-126.