

# 砕波帯・波打ち帯を統合的に捉えた

## 風波・長周期波による底質移動外力の評価

### EVALUATIONS OF SEDIMENT MOBILITY BY GROUPED WAVES AND ASSOCIATED LONG WAVES IN INTEGRATED SURF AND SWASH ZONES

Mahmood R. Akbarpour Jannat<sup>1</sup>, 浅野敏之<sup>2</sup>

<sup>1</sup> 学生会員 鹿児島大学大学院理工学研究科博士後期課程 (〒890-0065 鹿児島市郡元 1-21-40)

<sup>2</sup> 正会員 鹿児島大学工学部海洋土木工学科 (〒890-0065 鹿児島市郡元 1-21-40)

This study investigates the coupling field of grouped wind waves and their associated long waves in the surf and swash zones. Based on the calculated wave fields, the contributions of the wind waves and the long waves on the sediment mobility are discussed. Spatial variations of the incident grouped wind waves propagating over a plane slope are calculated based on time-dependent mild slope equations. Generation of the long waves is reproduced based on a time-varying breakpoint model proposed by Symonds et al. [1982]. In order to obtain the long wave solutions extending over the landward region from the still water shoreline, calculations using non-linear shallow water equations are connected to the Symonds' model invoking a moving boundary treatment. The Shields parameters under composition of the grouped wind waves and the associated long waves are evaluated to assess the mobility of the bottom sediment. The results show that the long waves have greater sediment transport ability over the grouped wind waves in the swash zone.

**Key words:** Wave groups, Infragravity waves, Shields parameter, Swash oscillation

## 1. はじめに

暴浪時に沖から高い風波が来襲する場合にも、風波は水深に規定されて砕波減衰し、波打ち帯では波高が小さくなる。よって砕波帯内の底質移動には風波に支配されるとして、他方、波打ち帯における前浜の侵食・崩壊は長周期波が支配的な外力として考えられている。しかし、こうした思考の枠組みは、砕波帯と波打ち帯に分断して現象を捉えようとする印象を受ける。確かに、波打ち帯では遡上波先端の移動境界の取扱いや浜崖の形成・崩壊による地形の急変といった独自のメカニズムがあるものの、波打ち帯の地形変化は砕波帯の地形変化と密接に関連しており、両者を統合的・連続的に取扱う必要がある。外力である風波と長周期波の関係についても、風波の波群性と砕波点の変動が長周期波の成因の一つになっており、両者を不可分の形で取り扱う必要がある。

昨年、著者らは波群性を持つ波が入射するときの、

風波・長周期波の伝搬・変形計算を行い、その作用下での底質移動外力について考察した (Akbarpour Jannat-浅野, 2005 以下前報と呼ぶ)。しかし、長周期波の記述には線形理論を用いていたために、静水時汀線より岸側の流体運動を表現できなかった。本研究では、長周期波の解析を非線形波動理論に基づいて数値解析し、静水時汀線より岸側の流速場も含めて、波群性風波とそれが誘起する長周期波の下での流速場を求めた。その結果から、無次元底面せん断応力を計算し、波群性風波が来襲する時の一様斜面上の底質移動外力の分布特性を、砕波帯・波打ち帯を通じて統合的に評価した。

## 2. 砕波点の変動によって発生する長周期波の計算

Symonds ら(1982)は、波群性を有する風波が海浜に入射する場合に、砕波点の時間的な変動によって長周期波が励起されるモデルを提案した。本研究ではこのモデルに基づいて砕波帯・波打ち帯を統合し

た流速場を求める。

波群性の風波は、次式で示される周波数の近接した2成分重合波を考え、これを沖側境界で与えて斜面上の砕波を伴う波の伝搬を計算した。

$$\eta = 2a \left[ \alpha_1 \left| \cos \left( \frac{\Delta k}{2} x - \frac{\Delta \sigma}{2} t \right) \right| + (1 - \alpha_1) \right] \times \cos \left[ (kx - \sigma t) - \left( \frac{\Delta k}{2} x - \frac{\Delta \sigma}{2} t \right) \right] \quad (1)$$

ここで、 $k$  は波数、 $\sigma$  は角周波数、 $\Delta k, \Delta \sigma$  は2成分波の波数、角周波数の差、 $\alpha_1$  は包絡波の変動の大きさを記述するパラメータである。

浅海域への伝搬に伴う風波の変形計算は次式の非定常緩勾配方程式に基づいて実施した。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + c^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} + f_D Q = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{n_g} \frac{\partial}{\partial x} (n_g Q) = 0 \quad (3)$$

ここで、 $\eta$  は風波の水位変動、 $Q$  は線流量、 $n_g$  は群速度係数、 $f_D$  は Watanabe and Dibajnia (1988) の提唱した砕波減衰項である。砕波点の決定は、流速・波速比に基づく判定式 (Isobe, 1986) を用いた。

一様勾配斜面上の岸沖1次元の長周期波動を記述する基礎方程式は以下の線形長波方程式である。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -\frac{1}{\rho h} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial (hU)}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

ここに、 $h$  は静水深、 $\rho$  は流体の密度、 $g$  は重力加速度、 $\zeta$  は長周期波の水位変動、 $U$  は鉛直平均の水平方向流速である。また radiation stress 項  $S_{xx}$  は波の振幅  $a$  の2乗で表され砕波後は水深に規定されて減少する。式(4)、(5)から  $U$  を消去すると、次式に示す波群波による砕波点の変動を外力項としたベッセルの微分方程式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( g d \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) - \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 S_{xx}}{\partial x^2} \quad (6)$$

上式の解は図-1 に示す領域1 ( $x > x_{B2}$ )、領域2

( $x_{B2} > x > x_{B1}$ )、領域3 ( $x_{B1} > x > x_0$ ) に対して無

次元化された変数 (上付\*) で表示すれば、それぞれ次式で与えられる。

$$\zeta_n^* = A_1 [J_0(Dx^{*1/2}) \sin(\eta t^*) + Y_0(Dx^{*1/2}) \cos(\eta t^*)] \quad (7)$$

$$\zeta_n^* = [\eta_p + A_3 J_0(Dx^{*1/2}) + A_4 Y_0(Dx^{*1/2})] \cos(\eta t^*) + A_1 J_0(Dx^{*1/2}) \sin(\eta t^*) \quad (8)$$

$$\zeta_n^* = A_1 J_0(Dx^{*1/2}) \sin(\eta t^*) + A_2 J_0(Dx^{*1/2}) \cos(\eta t^*) \quad (9)$$

ここに、 $J_0, Y_0$  は0次のベッセル、ノイマン関数、 $D = 2n\sqrt{\chi}$  (ただし、 $\chi = (\sigma^2 x_B / gS)$ 、 $x_B$  は砕波の平均位置、 $S$  は斜面勾配、 $\sigma$  は波群包絡波の周期から計算される角周波数である)。また  $\eta_p$  は式(6)の非斉次項から派生する特解である。

図-2 は波群風波とこれによって誘起される長周期波の空間波形の例を示したものである。計算条件は、斜面勾配  $S=1/100$ 、入射波平均波高  $H_0=1.2\text{m}$ 、2成分波の周期はそれぞれ  $T_1=6\text{s}$ 、 $T_2=7\text{s}$ 、波群包絡波の大きさを示すパラメータ  $\alpha_1=1/2$  である。この時、変動する砕波点のもっとも岸側の地点は、 $x'_{min}=275\text{m}$

( $x'$  は静水時汀線から沖側にとった水平距離)、沖側の地点は  $x'_{max}=505\text{m}$  であった。図中 Breaking Zone と記した区間は、波群の砕波する範囲を示している。

### 3. 遡上計算の接続

前節の基礎方程式(6)は線形方程式であり、有限振幅性すなわち静水時汀線より岸側の遡上波の運動を

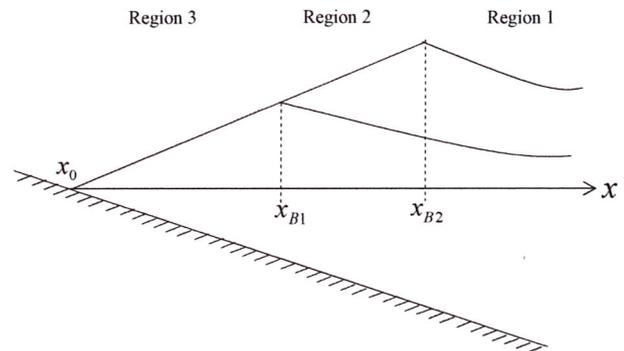


図-1 解析領域の区分

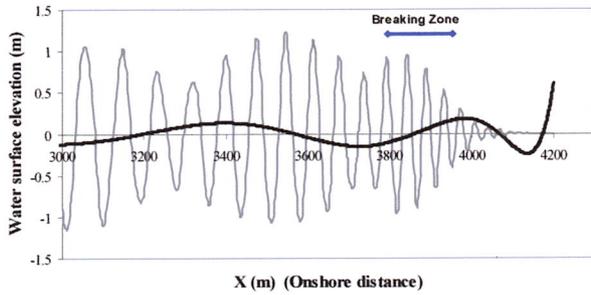


図-2 波群風波（細線）とこれによって誘起される長周期波（太線）の空間波形

記述することができない。これを表現するため、次式に示す非線形長波方程式を数値解析する。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(hu) = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(hu) + \frac{\partial}{\partial x}(hu^2) = -gh \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{\tau_b}{\rho} \quad (11)$$

ここに  $h$  は全水深 ( $h = d + \zeta$ ),  $\tau_b$  は底面せん断

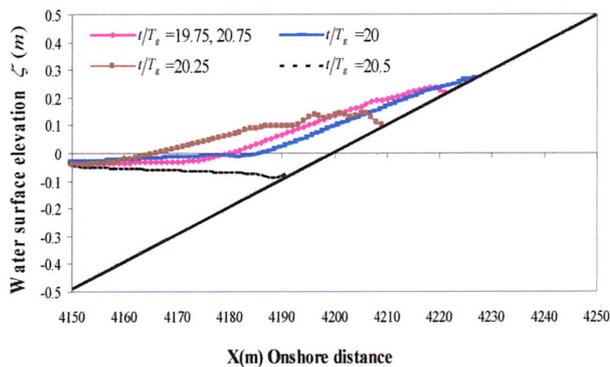
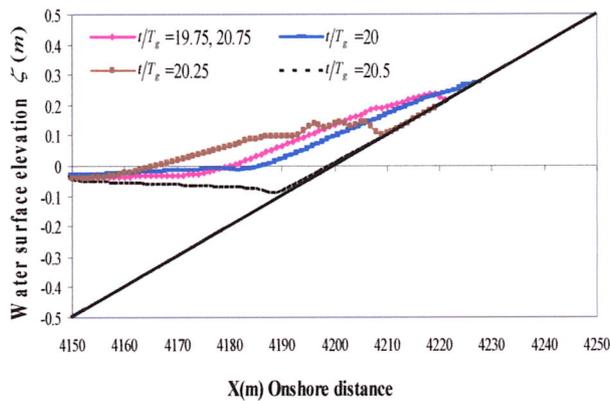


図-3 遡上波の空間波形  
(上段：補正前、下段：補正後)

応力  $\tau_b = 0.5\rho f|u|u$ ,  $f$  は底面摩擦係数である。

数値解析の沖側境界は、波群風波の岸側砕波点 ( $x = x_{B1}$ ) とし、この点で前節で展開した解析解と接続させた。遡上端の扱いは Kobayashi et al. (1987) が提案した移動境界とした。差分解析にあたっては、基礎式 (10), (11) の変数を保存形に直し、Lax-Wendroff スキームを用いて行った。時間ステップごとに変化する遡上端は予測子・修正子法で決定した (Hibberd-Peregrine, 1979)。

図-3 上段にこうして計算された遡上波の空間波形を示す。遡上時の波形は良好に再現されているが、流下時には斜面上に薄い水の層が残されている。この薄い水塊とそれによる流れの存在は、後で議論する底質移動外力の算定に擾乱を引き起こすことから、次に述べる方法によりこれを除去した。実際の海岸砂面は透水性があり、水深が十分小さい流

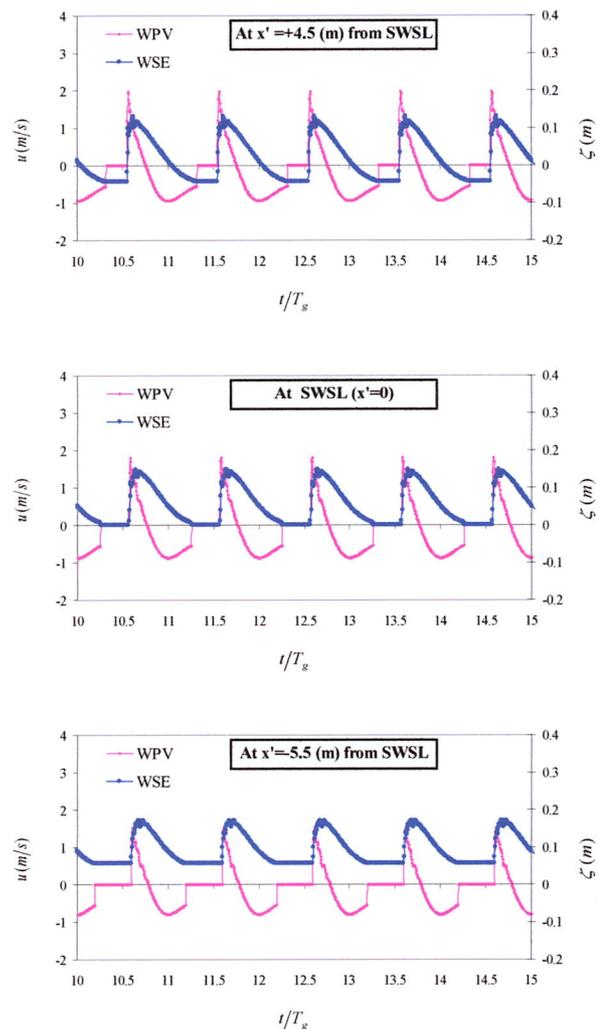


図-4 波打ち帯における水位と流速の空間波形

それは地盤内への浸透により消失すると考えられる。

そこで無次元水深  $\delta'$  ( $\delta' = \delta/H$ ,  $H$  は入射波高) が  $\delta' = 10^{-3}$  以下の薄層流は存在しないものとした。本解析では、入射波高  $H$  は 0.5~3.0m の範囲を計算対象としており、 $\delta' = 10^{-3}$  は  $\delta$  に換算すると 0.5~3.0mm となり medium sand の粒径より大きな層厚に相当する。薄層流を無視した結果を図-3 下段に示す。これにより、波打ち帯においては、遡上時に波の作用を受ける位相区間と流下時に干出し、波の作用を受けない位相区間が存在することになる。図-4 は、それぞれ静水時汀線より 4.5m 沖側、静水時汀線、静水時汀線より 4.5m 岸側の地点における水位変動 (WSE) と流速波形 (WPV) の時間波形を示したものであり、一周期間で部分的に波の作用を受ける波打ち帯の流速場が良く再現されている。

#### 4. 底質移動外力の評価

計算された風波・長周期波の重合場における底質移動の大きさを示す指標として、風波・長周期波による底面水粒子速度の合成速度を用いた Shields 数  $\Psi$  を提案し、種々の計算条件の下でその変化特性を検討した。まず、風波と長周期波の合成速度を用いた次式の Shields 数を計算した。

$$\Psi_{GWW \& IGW} = \frac{1}{2} \frac{f(\hat{u}_{GWW} + \hat{u}_{IGW})^2}{(s-1)gd_s} \quad (11)$$

ここに  $f$  は海底摩擦係数、 $s$  は底質の比重、 $d$  は粒径、 $\hat{u}_{GWW}$  と  $\hat{u}_{IGW}$  はそれぞれ、底面における波群風波と長周期波による水粒子軌道振幅である。

$u_{IGW}$  は式(4)より、

$$u_{IGW} = \frac{i}{\sigma} \left( g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{\rho h} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \right) \quad (12)$$

で計算できる ( $i$  は虚数単位)。一方、 $u_{GWW}$  は  $\eta$  より微小振幅波理論に基づき水平方向水粒子速度の鉛直分布から底面での値を求めることができる。

以下の計算では、Nakamura・Katoh (1992) が 1989 年 3~4 月に波崎海岸で現地観測した時の波浪・地形条件に準ずるものを与えた。すなわち、風波の有義波高は  $H_{1/3} = 3.7\text{m}$ 、有義波周期は  $T_{1/3} = 8.5\text{s}$ 、波群の再現周期  $T_{R'} = 9.24$   $T_{1/3} = 80\text{s}$  とした。海底勾配は勾配

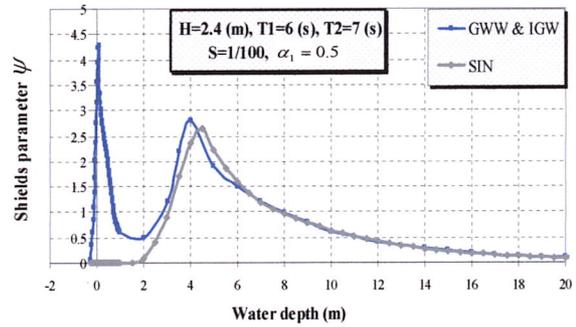


図-5 波群波と一定波高正弦波の下でのシールド数の計算結果

$S=1/100$  の一様勾配とし、底質の比重  $s = 2.65$ 、粒径  $d = 0.3\text{mm}$  として計算した。

図-5 は横軸に水深、縦軸に式(12)で計算される Shields 数  $\Psi$  をとったものである。比較のために沖波波群波の平均波高と同じ波高を持つ正弦波の計算結果も示した。砕波帯内の水深 4~5 m 付近で  $\Psi$  の極大値が認められるが、群波・長周期波重合場(図中 GWW&IGW と示した曲線)の結果は、正弦波(SIN)の結果より 10%程度大きい結果となった。また水深約 2 m 以浅では長周期波が発達することにより Shields 数が大きく増加した。前報でも同様の結果を示したが、静水時汀線付近およびそれより岸側の結果は、今回の遡上端を移動境界とする解析で新たに得られたものである。 $\Psi=0.1\sim 0.2$  で掃流砂から浮遊砂へ、 $\Psi=0.5$  以上でシートフロー状態という判定基準を考慮すると、図から沖波波高が  $H_0=2.4\text{m}$  という高波浪の下では、水深 12m 以浅のほぼ全領域でシートフロー状態となる。

図-6 は、重合場の Shields 数  $\Psi$  における、波群風波と長周期波の寄与を明らかにするために、式(11)の分子の流速に  $u_{GWW}$  のみを使って計算された  $\Psi_{GWW}$  と、 $u_{IGW}$  のみを使って計算された  $\Psi_{IGW}$  を図示したものである。すなわち、

$$\Psi_{GWW} = \frac{1}{2} \frac{f(\hat{u}_{GWW})^2}{(s-1)gd_s} \quad (13)$$

$$\Psi_{IGW} = \frac{1}{2} \frac{f(\hat{u}_{IGW})^2}{(s-1)gd_s} \quad (14)$$

図より、水深 2m より深い領域では  $\Psi_{IGW}$  はほぼ 0 であって、底質移動は波群風波のみによって支配され

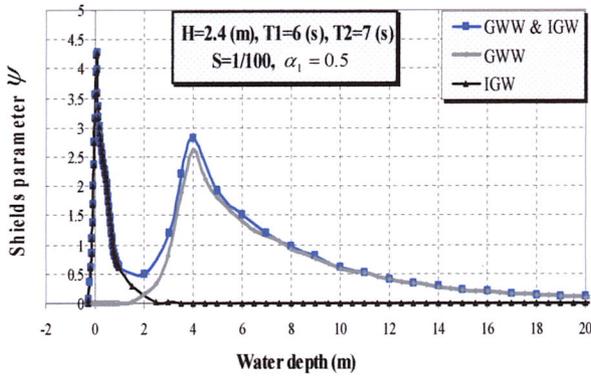


図-6 合成 Shields 数の計算結果に対する波群風波と長周期波の寄与

る。砕波帯外では  $\Psi_{GW}$  に比して  $\Psi_{IGW}$  は無視できる。一方、水深 2 m より浅い領域では逆に  $\Psi_{GW}$  が 0 となり、長周期波が底質移動を支配することがわかる。

図-7 は、沖波波高  $H_0$  をパラメータとした合成 Shields 数の計算結果である。沖波波高が大きいほど

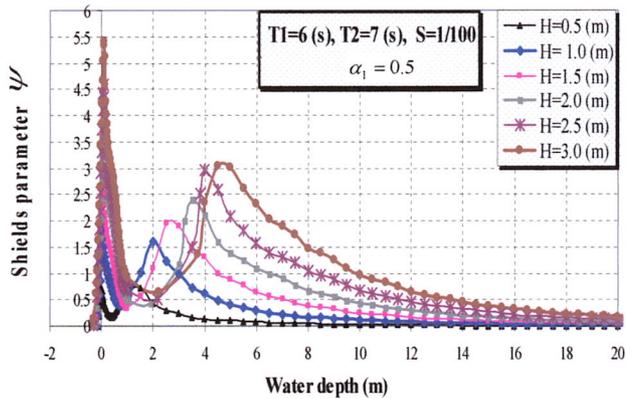


図-7 沖波波高をパラメータとしたときの合成 Shields 数の計算結果

ど砕波が沖に移り、 $\Psi$  の極大値が水深の大きな方向に移行するが、波群によって形成される長周期波も  $H_0$  の増大とともに大きくなり、水深約 2 m 以浅における  $\Psi$  は急増する。本研究では、前報に比較して非線形長波方程式の接続により、波打ち帯の流速場が精度良く再現されている。図-8 は図-7 の結果について波打ち帯領域を拡大して示したものである。

図-9 は 沖波の波群性の大きさを表すパラメータ  $\alpha_1$  の影響を調べたもので、 $\alpha_1$  の増加とともに  $\Psi$  の極大値が増加することが認められる。以上の考察で

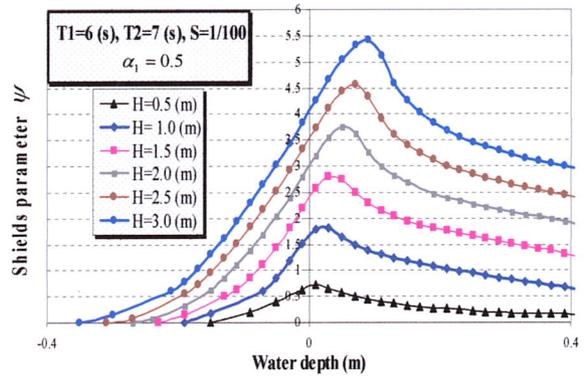


図-8 沖波波高をパラメータとしたときの合成 Shields 数の計算結果

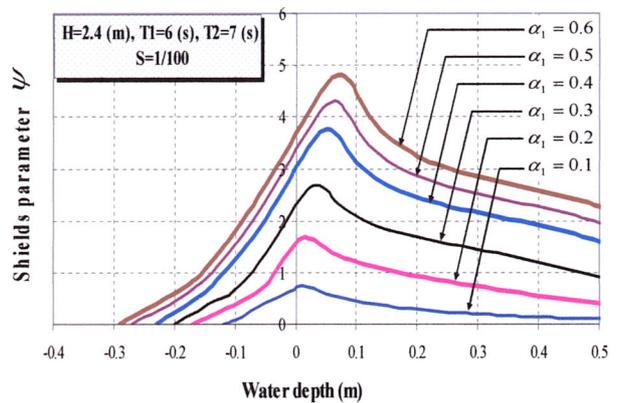


図-9 波群性の大きさを示す  $\alpha_1$  をパラメータとしたときの合成 Shields 数の計算結果

は、水粒子軌道振幅値から Shields 数を定義したが、ネットの底質移動を記述するためには、水粒子速度の時間平均値を用いて Shields 数を定義することも有用と考えられる。この考えに基づく時間平均 Shields 数として次式を提案する。

$$\bar{\psi} = \frac{1}{T_{IGW}} \int_t^{t+T_{IGW}} \psi^*(t) dt \quad (15)$$

ここで、 $T_{IGW}$  は infragravity wave の周期で、 $\psi^*(t)$  は時間変動する Shields 数で次式で計算する。

$$\begin{cases} \text{if } |\psi(t)| \geq \psi_{cr} & \psi^*(t) = \text{sign}(\psi(t))|\psi(t) - \psi_{cr}| \\ \text{if } |\psi(t)| \leq \psi_{cr} & \psi^*(t) = 0 \end{cases} \quad (16)$$

ここで、 $\text{sign}(\ )$  は正負の符号をとるものとし、 $\psi_{cr}$  は底質移動限界を示す Shields 数でここでは 0.05 の

一定値で与えた。

図-10 は時間平均 Shields 数  $\bar{\Psi}$  の空間分布を示したものである。  $h=1.5\text{m}$  より沖側では正（岸向き）となるが、  $h=-2.0\sim 1.5\text{m}$  の遡上帯で負（沖向き）となっていることがわかる。これは遡上波が斜面を下る時の時間、流速が岸向きよりも大きいためと考えられる。遡上波の先端部では小さい値であるが、正（岸向き）の結果を得ている。

## 5. まとめ

- (1) 沖側境界で包絡波波形を与え、波群性風波とそれによって発生する長周期波の生成・伝搬過程を砕波帯・波打ち帯を通じて計算した。特に、非線形長波方程式を用いて遡上端を移動境界とする数値解析により、静水時汀線付近およびそれより岸側の遡上波の流速場を求めることができた。
- (2) 砕波帯・波打ち帯を通じた底質移動外力の特性をいくつか提案した Shields 数を指標として議論した。特に、波浪条件を変えた時の底質移動に及ぼす波群性風波と長周期波の寄与率を定量的に明らかにした。

今後は、波群性風波・長周期波の重合場での漂砂量や地形変化の特性を議論していきたい。また、一様勾配斜面から、沿岸砂州の存在する現地に近い地形特性に対して、今回の波群性風波とそれに起因する長周期波の伝搬・変形・遡上特性についても検討したい。

## 参考文献

- Akbarpour Jannat, M. R., 浅野敏之(2005): 波群性風波とそれに伴う長周期波の作用下における底質移動外力の評価, 海岸工学論文集, 第 52 巻, pp.411-415.
- Hibberd, S., and Peregrine, D. H. [1979] "Surf and run-up on a beach: A uniform bore," *J. Fluid Mech.*, 95(2), 323-345.
- Isobe, M. (1987). A parabolic equation model for transformation of irregular waves due to refraction, diffraction and breaking. Coastal Eng. in Japan, JSCE, 30(1), pp. 33-47.
- Kobayashi, N., Otta A. K., and Roy, I. [1987] "Wave reflection and run-up on rough slopes," *J. Waterw. Port Coastal Ocean Eng. Am. Soc. Civ. Eng.*, 113(3), 282-298.

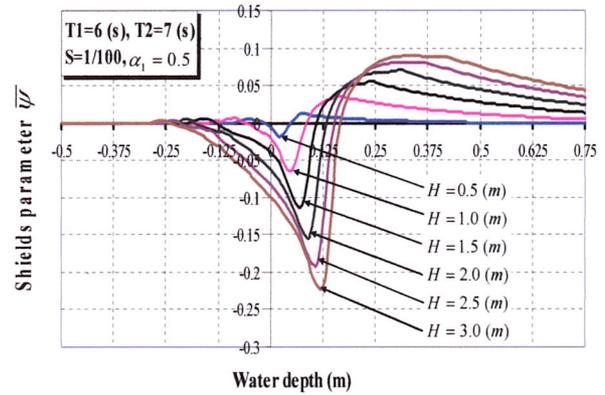


図-10 時間平均 Shields 数の計算結果

- Kostense, J. K. (1984): Measurements of surf beat and set-down beneath wave groups, Proc. 19th Inter. Conf. on Coastal Engrg., pp.724-740.
- List, J.H. (1992). A model for two-dimensional surf beat. *J. Geophys. Res.*, 97, pp. 5623-5635.
- Nakamura, S. and K. Katoh (1992): Generation of infragravity waves in breaking process of wave groups, Proc. of 23th Inter. Conf. on Coastal Engrg., pp.990-1003.
- Schaffer, H.A. (1993). Surf beat and its effect on cross-shore profiles. *J. Fluid Mech.* 247, pp. 551-588.
- Symonds, G., Huntley, D.A. and Bowen, A.J. (1982). Two-Dimensional Surf Beat: Long wave generation by a time-varying breakpoint. *J. Geophys. Res.*, 87, pp. 492-498.
- Watanabe, A. and Dibajnia, M. (1988). A numerical model of wave deformation in surf zone. *Coastal Engineering* Vol. 41, pp. 579-587.