

方向スペクトル波浪による波寄せ高 (wave setup) と沿岸流速の計算図表 (Version 2)^a

CALCULATION DIAGRAMS OF WAVE SETUP AND LONGSHORE CURRENT VELOCITY INDUCED BY DIRECTIONAL RANDOM WAVES

合田良実
Yoshimi GODA

土木学会名誉会員 工博 横浜国立大学名誉教授 (株) エコー (〒110-0014 東京都台東区北上野 2-6-4)
Honorary Member of JSCE, Dr.Eng., ECOH Corp.

Computation is made of wave setup and longshore currents induced by directional random waves on planar beaches with the bottom slope ranging from 1/100 to 1/10 for deepwater wave steepness of 0.005 to 0.080. The offshore wave incident angle is varied from 1° to 70°. The random wave-breaking model employed for computation is the author's PEGBIS model (parabolic equation with gradational breaker index for spectral waves), which incorporates surface roller effects. Empirical formulas are fitted to the computed results of wave setup and longshore current velocities for convenience of coastal engineers. Calculation diagrams are also provided.

Key Words: longshore currents, wave setup, directional wave spectrum, wave breaking model, eddy viscosity, surface roller

1. まえがき

沿岸流は漂砂現象の最大の起動力であり、これまでもいろいろな研究が行われてきた。既に Longuet-Higgins (1970) は、沿岸流がラディエーション応力の岸沖方向の勾配によって励起され、その駆動力と底面摩擦力との釣り合いによって沿岸流速が規定されることを明らかにした。Longuet-Higgins は規則波を対象としたけれども、近年は不規則波による沿岸流の計算が数多く行われるようになってきている。

著者は先に、方向スペクトル波浪の砕波変形を取り扱うことができる段階的砕波モデル、すなわち PEGBIS (Parabolic Equation with Gradational Breaker Index for Spectral waves) モデルを開発し(合田2003, 2004a, Goda 2004)、このモデルを用いてサーフェス・ローラーを導入した沿岸流の計算法を発表した(合田2004b, 2004c)。計算結果は室内実験および現

地観測値にかなり良く適合し、計算法の妥当性が確かめられた。

実際の問題では、複雑な海底地形を対象として波浪変形を計算し、それによって求められるラディエーション応力の空間分布を入力として、平均水位の変化と海浜流を計算する。とはいっても、単純な地形の場合に砕波による水位上昇と沿岸流速がどのくらいになるかを知りたい、という要請は多いと思われる。先に合田・渡辺(1990)とGoda・Watanabe(1991)は、こうした観点から合田(1975)の砕波変形モデルを用いた沿岸流速計算を行い、一様傾斜海浜における沿岸流速の経験式を導いた。

既に(合田2004b, 2004c)が例示したように、沿岸流速は砕波変形を評価する計算モデルに大きく依存する。PEGBIS モデルは合田(1975)モデルに近似した砕波変形を与えたいえ、若干の差異がある。また、砕波による水位上昇や沿岸流速は、サーフェス・ローラー項の導入によってかなり変化す

^a 先の2005年3月22日版では式(38)の B_c 項の係数に記載違いがあり、また図-20の沿岸流の推定においても諸係数の計算に誤りがあったため、これらを訂正した。さらに、沿岸流の現地観測データへの適用事例を増やし、また沿岸流速を砕波高・砕波入射角から推定する方式について検討した結果も追加し、後半部分を書き改めたものである。

る。そこで、新しい計算モデルを用いて一様傾斜海浜における平均水位上昇量と沿岸流速を広範囲の条件について計算し、その結果を経験式ならびに計算図表に取りまとめて、調査設計業務の資料に供することとした。

なお、砕波による平均水位の上昇、すなわち wave setup には適切な日本語がない。ここでは「吹き寄せ」、すなわち向岸風による平均水位の上昇 (wind setup) にならって「波寄せ」の語を当てておく。

2. 対象とする海浜地形と波浪条件

計算は直線状平行等深線海岸という1次元地形を対象とし、さらに一様傾斜海浜を取り上げる。海底勾配としては、実際の海岸で見いだされる範囲として次の5種類を選定した。

$$s = 1/10, 1/20, 1/30, 1/50, \text{ および } 1/100 \quad (1)$$

波高としては、波寄せ高が波高に比例し、沿岸流が波高の平方根に比例する線形現象と考えられるところから、次の一定値を用いた。

$$(H_{1/3})_0 = 2.0 \text{ m} \quad (2)$$

周期については、深海波形勾配 H_0/L_0 を 0.005 ~ 0.080 の範囲で変わるように、表 - 1 のように選定した。ただし、深海波長 L_0 は有義波周期 $T_{1/3}$ を用いて算定し、これを $T_{1/3} = 0.88T_p$ の関係を用いてスペクトルピーク周期に換算した。

方向スペクトルとしては、修正 JONSWAP 型周波スペクトルと光易型方向分布関数の積を使用した。波形勾配の小さな波は遠方からのうねりであり、波形勾配の大きな波は風波である。うねりは周波数スペクトルの帯域幅が狭く、ピーク増幅率 γ が大きい。また、方向分散も小さい。一方、十分に発達した風波はピーク増幅率 γ が 1 に近く、また方向分散も大きい。こうした風波とうねりの特性を勘案して、それぞれの波形勾配に対してスペクトルのピーク増幅率 γ および方向分散パラメータ s_{\max} を表 - 1 のように設定した。なお、表中の右から 2 番目の欄の $2N$ は後述の成分波数である。また、最右欄の α は (2) で述べるサーフェース・ローラーへのエネルギー転換率である。

実際の波浪のスペクトル特性は、波形勾配によって必ずしも一義的に定まるものではない。しかし、表 - 1 に設定した波形勾配ごとのスペクトル特性は実際の波浪の性質を平均的に表していると見てよいであろう。

沖波の入射角としては 1° から 70° まで 10° ごとに 8 通りに変化させた。すなわち、

$$\theta_0 = 1^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, \text{ および } 70^\circ \quad (3)$$

ただし、 $\theta_0 = 1^\circ$ のケースは波寄せ高の計算を目的とし、沿岸流速は極めて微弱であるため、沿岸流速の

解析から除外した。

表 - 1 計算に用いた周期とスペクトルパラメータ

H_0/L_0	$(L_{1/3})_0$ (m)	T_p (s)	γ	s_{\max}	$2N$	α
0.005	400.0	18.19	10.0	150	110	0.20
0.007	285.7	15.37	5.2	100	130	0.22
0.010	200.0	12.86	3.3	75	142	0.25
0.014	142.9	10.87	2.4	47	156	0.28
0.020	100.0	9.10	1.85	29	170	0.32
0.030	66.7	7.43	1.40	16.6	180	0.36
0.040	50.0	6.43	1.25	12.5	188	0.40
0.060	33.3	5.25	1.10	10.0	196	0.45
0.080	25.0	4.55	1.05	10.0	200	0.50

なお、海岸線は直線で $\theta_0 = \pm 90^\circ$ の方向にある。このため入射角が大ききときには、成分波の方向が沖向きにならないように方向に制限を設けた。すなわち、 $\theta_0 = \pm 90^\circ$ の制限を超えたときには $(\theta_0)_{\min} = -90^\circ$ あるいは $(\theta_0)_{\max} = +90^\circ$ の値を与えた。

また使用したプログラムでは、シングルサンメーション法で周波数成分波ごとに波向を割り振っており、その場合に生じがちな成分波の波向の非対称性を解消するために、主波向に対称な成分波を追加している。こうした追加成分波についても $\theta_0 = \pm 90^\circ$ の制限を設けて計算を実行した。表 - 1 に記載した成分波数 $2N$ はこうした成分波を追加した結果である。シングルサンメーション法では、波向の割り当てに乱数を用いており、ここに示すような成分波数を用いても、乱数の初期値によって砕波帯内の波高や沿岸流速に数%以上の差が生じることがあった。このため、特に方向分散性の大きなケースについては成分波数を多く取ったものである。ただし選択の基準があるわけではなく、やや恣意的である。

3. 計算の基本式と計算パラメータ

(1) 砕波変形の計算式

段階的砕波変形計算モデル (PEGBIS) は平口・丸山 (1986) による放物型方程式に基づく数値解析法を採用し、そのエネルギー減衰項に段階的砕波係数の手法を取り込んだ。放物型方程式は波の複素ポテンシャル ϕ に対して次のように記述される。

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \left\{ i \left(k_x + \frac{k_y^2}{2k_x} \right) - \frac{1}{2k_x c c_g} \frac{\partial}{\partial x} (k_x c c_g) \right\} \phi \quad (4)$$

$$+ \frac{i}{2k_x c c_g} \frac{\partial}{\partial y} \left(c c_g \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) - f_D \phi$$

ここに、 i は虚数単位、 c は波速、 k_x, k_y は岸沖および沿岸方向の波数であり、 f_D は砕波および底面摩擦による波高減衰に関わる関数である。

砕波による減衰関数は Dally ほか (1985) を参照して次のように設定した。

$$f_{Db} = \begin{cases} 0 & : a < \kappa h \\ \frac{K_b}{2h} \left[\left(\frac{a}{\kappa h} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} & : a \geq \kappa h \end{cases} \quad (5)$$

ここに、 K_b は定数であるが、底面勾配 s に応じて次のように設定する。

$$K_b = \frac{3}{8}(0.3 + 2.5s) \quad (6)$$

また、 a は波の振幅、 κ は砕波係数であって所定の水深において砕ける限界の波振幅と水深の比を表す。この砕波係数は一定値ではなく、波高が小さくなるにつれて小さな値が設定される。具体的には、波高レベル H_m をレーリー分布の等確率分割として式 (7) で与え、この波高レベルに対して式 (8) のように段階的に変化する値を設定する。

$$H_m = 0.706(H_{1/3})_0 \left[\ln \frac{2M}{2m-1} \right]^{1/2} \quad (7)$$

$$\kappa_m = \left[C_b \frac{L_0}{h} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1.5\pi h}{L_0} (1 + 15s^{2.5}) \right] \right\} + \beta_0 \frac{H_m}{h} \left(\frac{H_m}{L_0} \right)^{-0.38} \exp(30s^2) \right] \times \left(\frac{H_m}{H_1} \right)^p \quad (8)$$

ここに、 $(H_{1/3})_0$ は沖波有義波高、 M は波高レベルの数、 m は序数、 H_1 は $m = 1$ に対応する最大の波高値である。

定数 C_b は標準値としては 0.08 であるけれども、現地海岸への適用事例によると、 $C_b = 0.06 \sim 0.07$ のほうが適切なケースが多かった (合田 2004c)。特に、一様傾斜海岸における唯一の観測事例であるカリフォルニアの Leadbetter Beach では、 $C_b = 0.06$ の値が観測に合致した。このため、この論文では下記のように設定した値を用いることにした。

$$C_b = 0.07, \quad \beta_0 = 0.016, \quad p = 0.333 : s > 0 \quad (9)$$

ただし、今回の計算では波高レベルとして $M = 31$ を用いており、そのために定数 C_b が 0.08 に対して 0.074 に割り引く必要があり (合田 2004a 参照)、式 (9) の $C_b = 0.07$ に対してはさらに割り引いた 0.0648 の値を使用した。

一様斜面の計算条件としては、沖側水深を $h_0 = 1000$ m とし、汀線までの距離を 1000 区間に区分して沖から順に浅水・屈折・砕波変形を計算した。このうち、汀線から水深 12 m までの 600 区間は水深 0.02 m 刻み、さらに水深 20 m までの 40 区間は水深 0.20 m 刻みで所定の勾配とした (勾配 1/100 については 80 区間を 0.10 m 刻み)。ただし、それよりも沖側は勾配約 1/3.7 の急勾配に設定した。この区間

では波が浅水・屈折変形によって波向と波高が変化するけれども、砕波変形を生じることがない。緩勾配方程式による数値計算では浅水・屈折変形が海底勾配の影響を受けないため、急勾配に設定しても差し支えないのである。

(2) 波寄せ高の計算式

波が岸へ向かって伝播するときの平均水位の変化は岸沖方向のラディエーション応力 S_{xx} の勾配に依存するけれども、砕波によって失われる波エネルギーの一部がサーフェース・ローラーを形成するため、サーフェース・ローラー項のエネルギー勾配も平均水位の変化に影響を与える。したがって、沿岸方向に一樣な海浜における平均水位の変化量 $\bar{\eta}$ は、式 (10) を解くことによって求められる。

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = -\frac{1}{\rho(h + \bar{\eta})} \left[\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (E_{sr} \cos^2 \theta) \right] \quad (10)$$

ここに、 h は水深、 E_{sr} はサーフェース・ローラーの運動エネルギー密度、 θ は波向角である。 E_{sr} については次項で述べる。なお、本論文では汀線における平均水位の上昇量のみを論じるので、記述を簡単にするため、これを $\zeta = \bar{\eta}_{x=0}$ の記号で表すことにする。

(3) 沿岸流速の計算式

沿岸流計算の基本式は以下の式 (11) である。

$$\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (E_{sr} \sin 2\theta) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho \nu_t h \frac{\partial V}{\partial x} \right) + F_y = 0 \quad (11)$$

ここに、 S_{xy} はラディエーション応力、 ρ は水の密度、 ν_t は渦動粘性係数、 V は沿岸流速、 F_y は底面摩擦力である。

ラディエーション応力 S_{xy} は、砕波変形計算の過程で次式を用いて成分波毎に計算し、その結果を合成して各地点の値を求めている。

$$S_{xy} = E \frac{c_g}{c} \cos \theta \sin \theta \quad (12)$$

ここに E は成分波のエネルギー密度であり、 c_g は群速度、 c は波速である。

サーフェース・ローラーのエネルギーはその面積 A_{sr} を用いて次のように表される (Svendsen 1984)。

$$E_{sr} = \frac{\rho A_{sr} c}{2T} \quad (13)$$

サーフェース・ローラーは、砕波によって失われたエネルギーの一部を受け取って成長し、やがて自らの減衰機構によって消滅する。このサーフェース・ローラーの成長減衰過程は、次式を A_{sr} について数値的に解くことによって解析される (Tajima・Madsen 2003)。

$$\alpha \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{8} \rho g H_{rms}^2 c_g \cos \theta \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho A_{sr}}{2T} c^2 \cos \theta \right) \quad (14)$$

$$= - \frac{K_{sr}}{h} \frac{\rho A_{sr}}{2T} c^2$$

ここに、 α は波からサーフェース・ローラーへのエネルギー転換率、 K_{sr} はサーフェース・ローラーの減衰定数である。本論文では Tajima・Madsen (2003) に従い、砕波減衰定数 K_b と同一の値を用いる。また、波向角としては各地点の平均波向を使用している。

エネルギー転換率 α については、沿岸流速に関する室内実験および現地観測データに対して $\alpha = 0.25$ または 0.50 の値が適合していた (合田 2004b)。検証データが少ないために確言できないけれども、波形勾配が小さくて巻き波砕波が起こると思われるケースではエネルギー転換率が小さいようである。そこで本論文では、 $H_0/L_0 = 0.005$ の波に対して $\alpha = 0.20$ 、 $H_0/L_0 = 0.08$ の波に対して $\alpha = 0.50$ を当てはめ、その中間の波形勾配に対しては表 - 1 に示すように漸増する値を用いることにした。このエネルギー転換率 α を一定値とした場合との比較については 8. と 9. で論述する。

渦動粘性係数 ν_t については、Larson・Kraus (1991) が提案した次式で算定した。

$$\nu_t = \Lambda u_{\max} H_{rms} \quad (15)$$

ここに、 u_{\max} は水底における軌道粒子速度の振幅であり、微小振幅波理論により $u_{\max} = \pi H_{rms} / (T_p \sinh kh)$ で計算される。また、 Λ は定数であり、Larson・Kraus (1991) は $0.3 \sim 0.5$ 程度の値を推奨した。ただし、この定数値を大きく取ると沿岸流速の岸沖分布が沖側に広がり、ピーク値がかなり低下する。パー型地形においては、式 (11) 左辺第 3 項の水平拡散項を導入することによって現地に適合する結果が得られることが多い。

先の合田 (2004c) の検討では、一方向不規則波でサーフェース・ローラー項を導入しない場合を対象として、水平拡散項の導入による沿岸流速のピーク値の減少を 5% 以内にとどめる条件として、式 (16) を提示した。

$$\Lambda \leq 2 \times 10^{-2} / s^2 \quad (16)$$

しかし、多方向不規則波でサーフェース・ローラー項を導入する場合の渦動粘性係数の定数値に関する知見は得られていない。ここでは式 (16) の条件をやや緩めて、式 (17) のような定数値を採用した。

$$\left. \begin{array}{l} s = 1/10 : \Lambda = 0.05 \\ s = 1/20 : \Lambda = 0.27 \\ s = 1/30 : \Lambda = 0.40 \\ s = 1/50 : \Lambda = 0.50 \\ s = 1/100 : \Lambda = 0.60 \end{array} \right\} \quad (17)$$

本論文で紹介する沿岸流速の推定式および計算図表はすべてこの定数値に基づくものである。なお、波寄せ高は水平拡散項の影響を受けないので、式 (17) の選択とは無関係である。ただし、サーフェース・ローラー項を導入しない場合には、8. で述べるように波寄せ高がやや低下する。

なお、渦動粘性係数としては波エネルギーの減衰率に基づく Battjes (1975) の提案式のほうが物理的な意味づけが明確である。ただし、Larson・Kraus (1991) の提案式もほとんど同じような拡散率を与え、また 2 次元地形に対して適用が簡単であるところから、式 (15) のほうが実用的であろう。

底面摩擦項については、Longuet-Higgins (1970) による線形解である式 (18) を使用する。

$$\bar{F}_y = \frac{2}{\pi} \rho C_f u_{\max} V \quad (18)$$

ここに、 C_f は底面摩擦係数である。上式は沿岸流速が波による軌道運動速度に比べて十分に小さいことを仮定したものであり、この過程が成り立たないときには、水粒子運動と沿岸流とのベクトル速度を用いて底面摩擦項を算定すべきであるといわれる。2 次元地形における数値計算では、たとえば西村 (1982) による非線形近似解が多く用いられる。ただし、線形解と非線形解による沿岸流速の差異は、使用する底面摩擦係数の値を調整することによってほぼ解消される。したがって、沿岸流速の算定に当たっては、線形な底面摩擦項に対する摩擦係数を用いてもよいと考えられる。

なお、沿岸流速は基本的に底面摩擦係数の値に反比例するので、後述する沿岸流速の経験式ではそのように定式化している。本論文における沿岸流の計算ではすべて $C_f = 0.01$ の値を用いている。しかし、線形摩擦係数を用いている限りにおいて、本論文に示して成果は上記以外の摩擦係数の値に対しても適用できる。すなわち、沿岸流速の推定結果は摩擦係数に反比例するとして調整すればよい。

4. 波寄せ高の推定式の誘導

(1) 垂直入射時の波寄せ高

今回計算を行った式 (1), (3) および表 - 1 の計算条件のうち、まず入射角 1° の計算結果を整理した。初期水深 $h=0$ の汀線における平均水面の上昇量、すなわち波寄せ高を ζ で表すと、これは沖波波高に比例し、その相対値 ζ/H_0 は波形勾配が小さいほど、また海底勾配が急なほど大きくなると考えられる。そこで、入射角 0° のときの相対波寄せ高が式 (19) の関数形で表示できると仮定した。

$$\frac{\zeta_{\theta_0=0}}{H_0} = A_s + B_s \ln H_0/L_0 + C_s (\ln H_0/L_0)^2 \quad (19)$$

ここに、 A_s , B_s , および C_s は経験的定数であり、数値計算で得られた $\zeta_{\theta=0}/H_0$ のデータに対して最小2乗法を当てはめた結果、それぞれ海底勾配 s の関数として次のように求められた。

$$\left. \begin{aligned} A_s &= 0.0063 + 0.768 s \\ B_s &= -0.0083 - 0.011 s \\ C_s &= 0.00372 + 0.0148 s \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

式(19), (20)を用いて相対波寄せ高を推定し、これを数値計算データと比較した結果を図-1に示す。この図から明らかなように、式(19), (20)の推定式は数値計算データを的確に表現しているといえる。

なお、波形勾配0.01のうねりであれば、勾配1/10のような急傾斜海浜を除き、波寄せ高は $(0.15 \sim 0.20)H_0$ 程度である。波形勾配0.04の風波であれば、波寄せ高は $(0.09 \sim 0.12)H_0$ 程度となる。

なお図-1の結果は、以前に著者が提示した波寄せ高の算定図表(合田1975)と比べると、波形勾配の小さな範囲で高めの値、波形勾配の小さな範囲で低めの値となっている。前者についてはサーフェス・ローラーの影響であり、後者については方向スペクトルの方向分散の影響と考えられる。

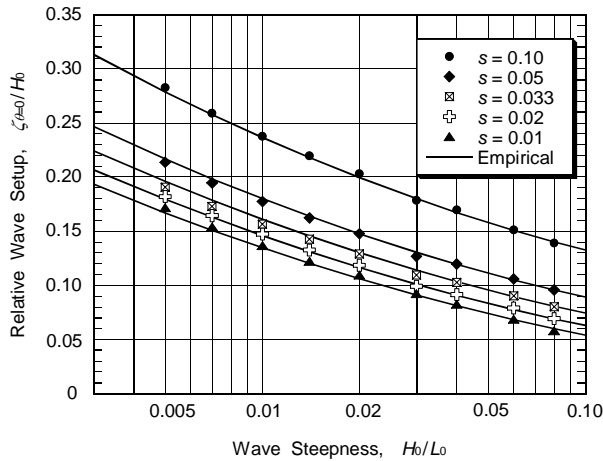


図-1 垂直入射時の汀線における相対波寄せ高の数値計算結果と推定値の比較

(2) 斜め入射時の波寄せ高

波の入射角が大きくなると、波寄せ高が小さくなる。入射角による波寄せ高の減少の度合は海底勾配の影響をあまり受けず、波形勾配が大きくなるにつれて減少の度合が増加する。そこで、この傾向を次のような経験式で表現した。

$$\zeta = \zeta_{\theta=0} (\cos \theta_0)^{0.545 + 0.038 \ln H_0/L_0} \quad (21)$$

この式(20)で表現される沖波入射角による波寄せ高の減衰率を図示したのが図-2である。入射角が40°で直角入射時の約90%，入射角60°で約75%となる。斜め入射による減衰は波形勾配が大きくなるにつれて若干大きくなるけれども、波形勾配の影響は

あまり顕著ではない。

この推定式の適合性を確認するため、数値計算結果の全360データに対して式(19)~(21)を用いて推定した結果と比較したのが図-3である。横軸が推定値、縦軸が数値計算結果である。数値計算結果は推定値の(0.923~1.058)倍の範囲に入っており、総平均では0.996倍である。したがって、推定式は今回の数値実験結果を十分な精度で再現していると判断される。

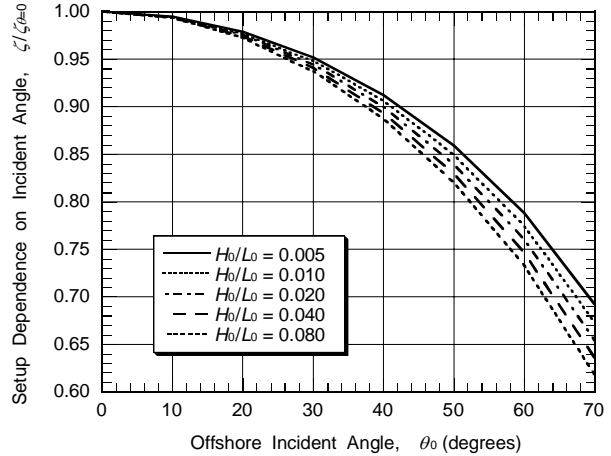


図-2 沖波入射角による波寄せ高の減衰率

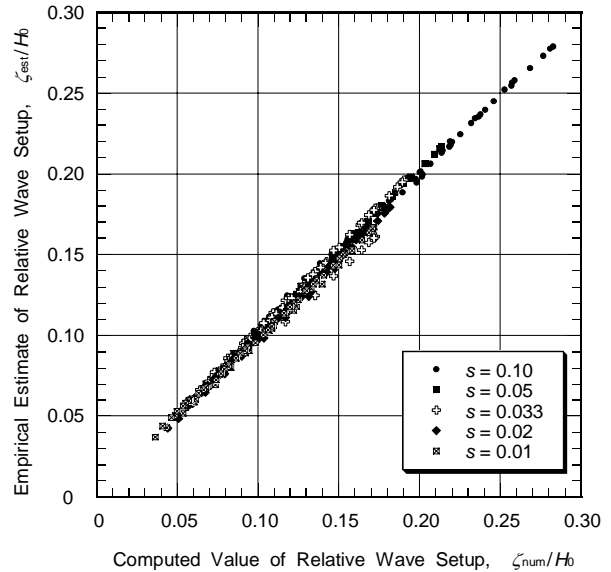


図-3 斜め入射時を含めた汀線における相対波寄せ高の数値計算結果と推定値の全比較

(3) 現地海岸における波寄せ高との比較

波寄せ高に関する現地データとしては、加藤ほか(1989)と柳嶋ほか(1989)が茨城県波崎海岸の海洋観測施設において、1987年の約1年間にわたって汀線近傍の平均水位を観測し、水位上昇量、すなわち波寄せ高を解析した報告がある。波寄せ高の解析結果はばらつきが大きいものの、重回帰分析の結果として式(22)のような評価式を提示した。なお、観測地

点は初期水深が $h = -0.2 \sim 2.0 \text{ m}$ の範囲にあり、最頻値は $0.4 \sim 0.7 \text{ m}$ のところにあった。波高との相対値で言えば、換算沖波有義波高 2 m 以上では h/H_0 の最頻値が $0.1 \sim 0.2$ のところにあった。

$$\frac{\zeta}{H_0} = 0.052(H_0/L_0)^{-0.2} \quad (22)$$

波崎海岸の平均的海底勾配は $s = 1/60$ と報告されている。そこで、今回の波寄せ高の推定式を用いて相対波寄せ高を計算し、式(22)の観測平均値と比較したのが図-4である。計算では波向を $\theta_0 = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, \text{ および } 45^\circ$ の4通りに変えたが、入射角の増加による波寄せ高の減少は10%前後である。

波崎海岸での観測データに基づく評価式に比べて、今回の推定式は波形勾配への依存性が強い。このため波形勾配が小さい範囲では観測データの傾向よりも高め、波形勾配の大きな範囲では低めの値を算出する。加藤ほか(1989)は、式(22)の評価式が合田(1975)の砕波変形モデルによる波寄せ高の算定図表にほぼ一致することを示しており、また波高が大きくて水位推定の精度が高いと判断されるデータについては砕波変形モデルを用いた計算結果と良く一致したと述べている。その意味で、図-4の結果は合田(1975)に比べて現地データとの乖離がやや生じたことになる。

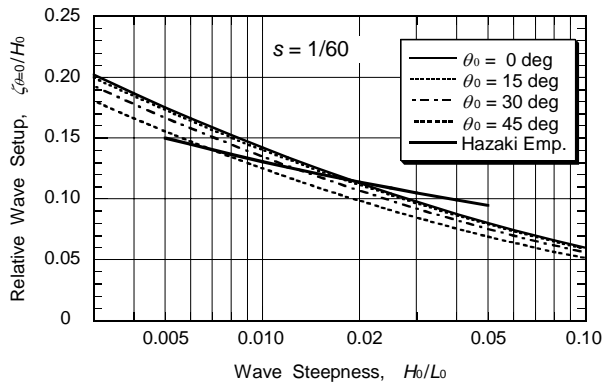


図-4 波崎海岸における波寄せ高の観測値の平均的傾向と推定値の比較

しかしながら、実務上で要求される波寄せ高の精度を勘案すると、この程度の差異は許容範囲内にあるといえよう。特に今回は、波寄せ高の推定式に波向の影響も取り込んでいるのが特長であり、利用範囲が広いと思われる。

5. 沿岸流速の岸沖分布のモデル化

(1) 沿岸流速岸沖分布へのワイブル分布の適用

不規則波による沿岸流速の岸沖分布については、先に Goda・Watanabe (1991) が3母数ワイブル分布を当てはめ、その母数推定の経験式を導いた。3母

数型を用いたのは、初期水深0の汀線位置においても有限な流速値を示すことが多かったためである。しかし、今回のモデルによる計算では、汀線位置では沿岸流速が0となる境界条件を設定した。したがって合田(2004b, 2004c)に示されるように、汀線位置では流速が0となるため、ワイブル分布の位置母数を導入することが不要となった。そこで、今回は式(23)の2母数型ワイブル分布を当てはめることとした。

$$V = V_0 \left(\frac{z}{a} \right)^{k-1} \exp \left[- \left(\frac{z}{a} \right)^k \right] : z = \frac{h}{H_0} \quad (23)$$

ここに、 V_0 は基準流速、 a は尺度母数、 k は形状母数である。 V_0 は速度の次元を持つが、 a と k は無次元量である。

今回の数値計算による沿岸流速の岸沖分布に対して、次項に述べる方法によってワイブル分布の基準流速と尺度・形状母数に対する推定式を導き、それらを用いて推定した流速分布(細線)を数値計算結果(太線)と比較した事例を図-5~7に示す。

まず図-5は海底勾配 $s = 1/30$ の一様斜面に沖波波高 $H_0 = 2.0 \text{ m}$ 、波形勾配 $H_0/L_0 = 0.01$ と 0.04 の波が入射角 $\theta_0 = 30^\circ$ で伝播してきたときの沿岸流速分布を示している。沿岸流速の推定分布は数値計算によるものよりも横にふくらむ傾向があるものの、沿岸流速の岸沖分布はワイブル分布でほぼ表現できている。

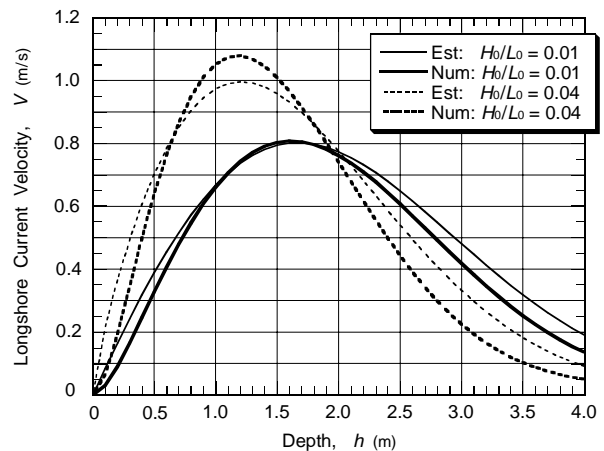


図-5 沿岸流速の岸沖分布の数値計算結果と推定曲線の比較(1) - $s = 1/30, \theta_0 = 30^\circ, H_0 = 2.0 \text{ m}$ -

一方、図-6は海底勾配と波高が同じであるけれども、波形勾配を $H_0/L_0 = 0.02$ とし、沖波入射角が $\theta_0 = 10^\circ, 20^\circ, \text{ および } 40^\circ$ の場合を比較したものである。沖波の入射角が大きくなるにつれて、沿岸流速が増大するとともに、流速最大値の出現位置が少しずつ汀線に近寄る。この計算ケースでは、沿岸流速の数値計算結果と推定分布の差は比較的小さい。

さらに図-7は、波形勾配が $H_0/L_0 = 0.01$ で波高 $H_0 = 2.0 \text{ m}$ の波が海底勾配 $s = 1/20, 1/30, \text{ および } 1/50$ の一様斜面に入射した状況を比べたものである。沖波入射角は $\theta_0 = 30^\circ$ である。海底勾配が急になるにつ

れて沿岸流が速くなり、流速最大値の出現位置が少しずつ岸に近づく。

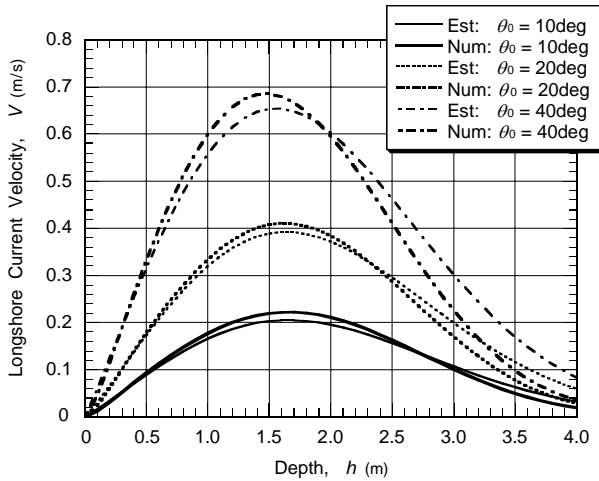


図 - 6 沿岸流速の岸沖分布の数値計算結果と推定曲線の比較 (2) - $s = 1/50, H_0/L_0 = 0.02, H_0 = 2.0 \text{ m}$ -

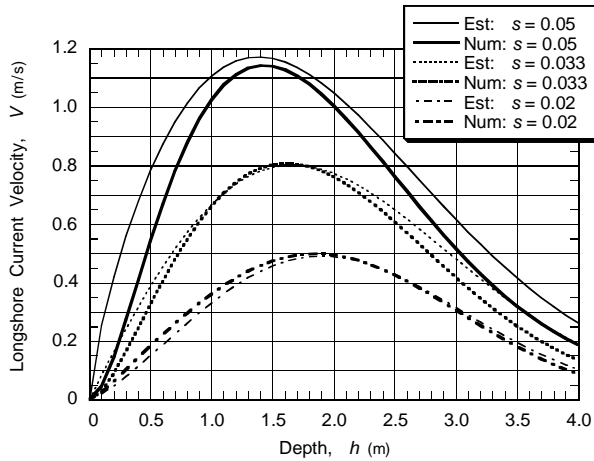


図 - 7 沿岸流速の岸沖分布の数値計算結果と推定曲線の比較 (3) - $\theta_0 = 30^\circ, H_0/L_0 = 0.01, H_0 = 2.0 \text{ m}$ -

図 - 5 ~ 7 の事例に示すように、沿岸流速の岸沖分布はワイブル分布に厳密に一致するわけではない。しかし、流速の最大値とその出現位置を適切に予測できれば、沿岸流速の概要を推定することが可能と考えられる。

(2) ワイブル分布の母数推定法

式 (23) のワイブル分布は、形状母数が $k > 1$ であれば $z > 0$ において一つの極大値を持ち、その位置は式 (24) で与えられる。

$$z_{\text{mod}} = a(1 - 1/k)^{1/k} \quad (24)$$

またワイブル分布の最大値は式 (25) で求められる。

$$V_{\text{max}} = V_0 \left(1 - \frac{1}{k}\right)^{1-1/k} \exp\left[-\left(1 - \frac{1}{k}\right)\right] \quad (25)$$

一方、ワイブル分布の重心位置は次のように求め

られる。

$$\bar{z} = \frac{\int_0^\infty V(z) z dz}{\int_0^\infty V(z) dz} = a\Gamma(1+1/k) \quad (26)$$

ここに、 Γ はガンマ関数である。

以上の式 (24) と (26) を利用して、沿岸流速の岸沖分布に対するワイブル分布の母数推定を行う。まず、ワイブル分布の重心位置と極大位置との比をとると、これは式 (27) のように形状母数 k の関数となる。

したがって、沿岸流速の数値計算結果についてその重心位置と極大値の位置を求め、両者の比を算出すると、式 (27) を逆解析することによって形状母数 k の推定値が得られる。

$$R = \frac{\bar{z}}{z_{\text{mod}}} = \frac{\Gamma(1+1/k)}{(1-1/k)^{1/k}} \quad (27)$$

尺度母数 a は、推定された形状母数の値 k と極大位置 z_{mod} を用い、式 (28) のように求められる。

$$a = \frac{z_{\text{mod}}}{(1-1/k)^{1/k}} \quad (28)$$

ただし、このときには個別ケースごとに式 (15) から求められた形状母数の値ではなく、数値計算の全ケースのデータを用いて導いた、後述の推定式による値を使用する。

なお、基準流速 V_0 は速度の次元を持つため、この推定法については次項で記述する。

(3) ワイブル分布の母数および基準流速の推定式

一様傾斜海浜における沿岸流速の入力パラメータは、無次元量として海底勾配 s 、波形勾配 H_0/L_0 、沖波入射角 θ_0 、および底面摩擦係数 C_f であり、次元量としては沖波波高 H_0 である。

まず、式 (27) を解いて求めたワイブル分布の形状母数 k は、沖波入射角が増すにつれてその値が小さくなる傾向がやや認められた。そこで、まず入射角 $10^\circ \sim 70^\circ$ の範囲の形状母数の変化率に対して式 (29) の関数を当てはめたところ、そのべき指数 r_k は海底勾配 $s = 1/10$ で 0.05 程度、 $s = 1/100$ で 0.2 程度と、海底勾配の影響が見られた。ただし、波形勾配の影響は認められなかった。そこで、べき指数 r_k を海底勾配 s の自然対数の 2 次関数として表示し、その係数を最小 2 乗法を用いて式 (30) のように定めた。

$$k = k_{\theta_0=0} (\cos \theta_0)^{r_k} \quad (29)$$

$$r_k = 0.326 + 0.218 \ln s + 0.0446 (\ln s)^2 \quad (30)$$

そして、この入射角による形状母数の変化率から $\theta_0 = 0^\circ$ のときの値 $k_{\theta_0=0}$ を推定し、それを海底勾配および波形勾配の関数として式 (31), (32) のように定めた。なお、係数の値は最小 2 乗法で推定した。

$$k_{\theta_0=0} = A_k + B_k \ln H_0/L_0 \quad (31)$$

$$\left. \begin{aligned} A_k &= -0.9017 - 1.9486 \ln s - 0.3783 (\ln s)^2 \\ B_k &= -0.6884 - 0.5869 \ln s - 0.1246 (\ln s)^2 \end{aligned} \right\} (32)$$

このようにして推定された $\theta_0 = 0^\circ$ のときの形状母数 $k_{\theta_0=0}$ の値は、海底勾配が $s = 1/10$ ではほぼ1.57の一定値であるが、勾配が緩やかになるにつれて大きな値となり、 $s = 1/100$ では1.63 ~ 3.37であった。形状母数の値が1に近いときはワイブル分布の形状が左側に偏り、ピークの位置が座標原点に近づく。形状母数の値が大きくなるにつれて、分布形が左右対称に近くなる。

式(31), (32)で推定した $\theta_0 = 0^\circ$ のときの形状母数 $k_{\theta_0=0}$ の値を図示したのが図-8である。沿岸流速の計算は波形勾配が $H_0/L_0 = 0.005 \sim 0.08$ の範囲で行ったものであるが、ここではそれよりも広い範囲についての推定値を示している。

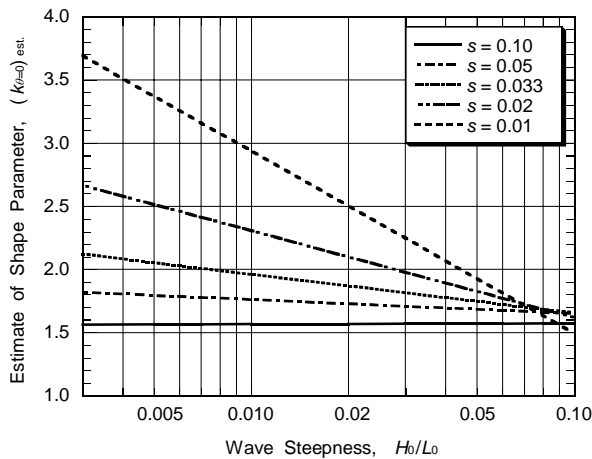


図-8 垂直入射時の形状母数の推定値 $(k_{\theta_0=0})_{est}$

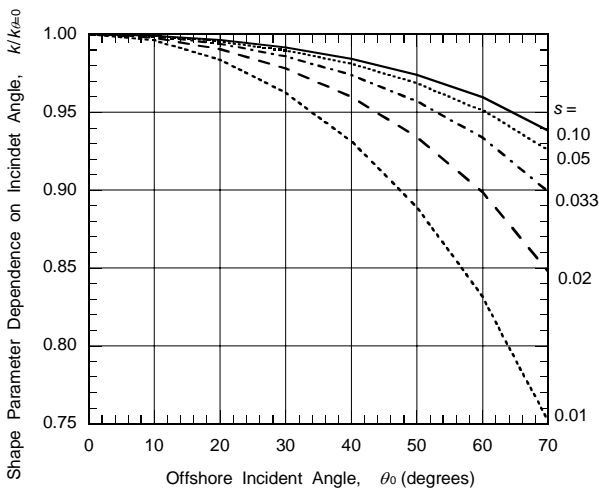


図-9 沖波入射角による形状母数の減衰率

式(29), (30)で表現される沖波入射角による形状母数の値の変化率 $(\cos \theta_0)^{r_k}$ を図示したのが図-9であ

る。形状母数の入射角依存性は海底勾配によって異なる。すなわち、式(31)のべき指数 r_k での値は、海底勾配 $s = 1/10, 1/20, 1/30, 1/50$, および $1/100$ のときにそれぞれ0.055, 0.072, 0.093, 0.131 および0.203である。したがって、海底勾配が緩やかになると、入射角の増加につれて形状母数 k の値が小さくなる傾向が強まる。

次に、式(31), (32)で推定される形状母数 k の値を用い、沿岸流速の岸沖分布の極大位置 z_{mod} から尺度母数 a を式(28)を使って算定した。その結果に対して回帰分析を行い、次の推定式を得た。

$$a = [A_a + B_a \ln H_0/L_0 + C_a (\ln H_0/L_0)^2] (\cos \theta_0)^{r_a} \quad (33)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} A_a &= 3.148 + 1.855 \ln s + 0.3631 (\ln s)^2 \\ B_a &= 1.766 + 1.122 \ln s + 0.1929 (\ln s)^2 \\ C_a &= 0.2211 + 0.1194 \ln s + 0.02019 (\ln s)^2 \\ r_a &= -0.751 - 0.327 \ln H_0/L_0 - 0.0228 (\ln H_0/L_0)^2 \end{aligned} \right\} (34)$$

尺度母数 a の推定値は、海底勾配が $s = 1/10$ では0.62 ~ 1.21であって、勾配が緩やかになるにつれて大きな値となり、 $s = 1/100$ では1.11 ~ 1.44であった。式(34)の係数を用い、式(33)で尺度母数の値を計算した結果が図-10である。ただし、ここでは入射角 $\theta_0 = 0^\circ$ の垂直入射時の値 $a_{\theta_0=0}$ のみを示している。海底勾配 $s = 1/100$ の場合は、 $H_0/L_0 = 0.03$ 付近で最小値をとるなど、他の勾配とはやや異なる傾向を示す。

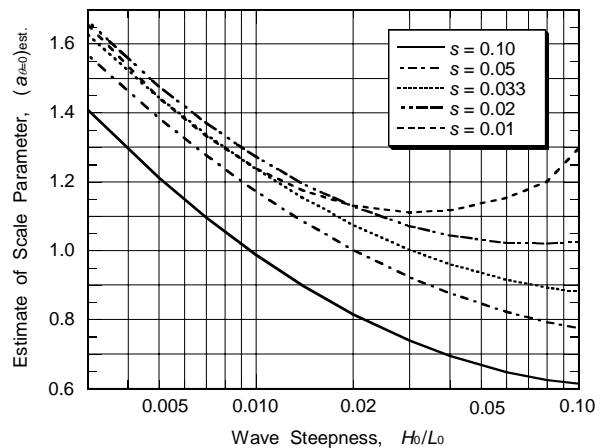


図-10 垂直入射時の尺度母数の推定値 $(a_{\theta_0=0})_{est}$

斜め入射のときには、これに $(\cos \theta_0)^{r_a}$ を乗じた値となる。このべき指数 r_a は海底勾配には依存せず、波形勾配のみの関数である。 $H_0/L_0 = 0.005$ では $r_a = 0.359$ であって、波形勾配が増すにつれて減少し、 $H_0/L_0 \approx 0.06$ 付近で0となる。波形勾配がさらに大きくなると r_a は負値、すなわち入射角の増加につれて

尺度母数が増大する傾向を示す。図 - 11 は沖波入射角による尺度母数の変化率を図示したものである。

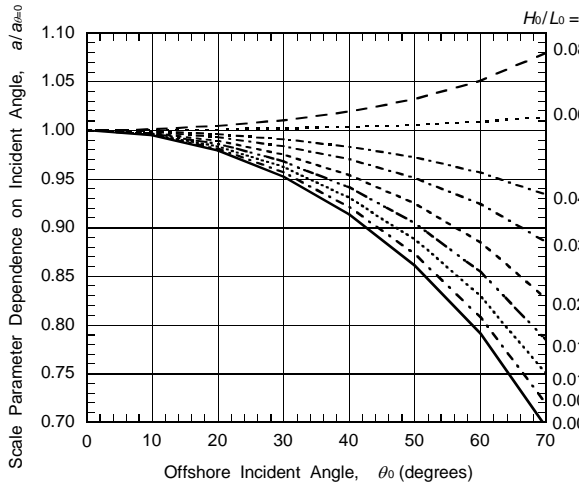


図 - 11 沖波入射角による尺度母数の変化率

沿岸流速の基準流速 V_0 に関して合田・渡辺(1990)は $\sin\theta_0 \cos(0.7\theta_0)$ に比例するものとして設定した。しかし今回の計算結果を吟味した結果、これを若干修正し、 $\sin\theta_0 \cos(0.8\theta_0)$ に比例する形に変更した。そして、まず最大流速を式(35)のように名目流速値 V_c に比例する形で表現し、その係数 c_{\max} を数値計算で得られた V_{\max} から算定した。

$$V_{\max} = c_{\max} V_c \quad (35)$$

ここに、名目流速値は式(36)のように与えた。

$$V_c = \frac{\sqrt{gH_0} s}{C_f} \sin\theta_0 \cos(0.8\theta_0) \quad (36)$$

最大流速係数 c_{\max} に対しては、波形勾配 H_0/L_0 および海底勾配 s の関数として、最小2乗法によって式(37), (38)の表式を得た。

$$c_{\max} = A_c + B_c \ln H_0/L_0 + C_c (\ln H_0/L_0)^2 \quad (37)$$

$$\left. \begin{aligned} A_c &= 0.8642 + 0.3141 \ln s + 0.02741 (\ln s)^2 \\ B_c &= 0.3292 + 0.1616 \ln s + 0.01616 (\ln s)^2 \\ C_c &= 0.03281 + 0.01856 \ln s + 0.00202 (\ln s)^2 \end{aligned} \right\} (38)$$

この式(37), (38)の誘導に際して、海底勾配と波形勾配のそれぞれの組合せについて、沖波入射角 θ_0 が $10^\circ \sim 70^\circ$ の範囲で最大流速係数 c_{\max} を式(35)で算定したところ、その値があまり変動せず、最大値と最小値の差が20%以下であった(海底勾配 $s = 1/100$, 波形勾配 $H_0/L_0 = 0.08$ のケースのみ29.8%)。こうした変動は、表 - 1に記載した成分波数がまだ不足していたためと考えられるので、 $10^\circ \sim 70^\circ$ の範囲における c_{\max} の平均値を求め、それについて回帰式を適用した。すなわち、海底勾配毎に、 c_{\max} が波形勾配の自然対数の2次式で表現できると仮定してその係数 A_c, B_c, C_c を最小2乗法で定め、これらの係数に

対して海底勾配の自然対数の2次式を当てはめてもう一度最小2乗法を適用し、式(38)の結果を得たものである。

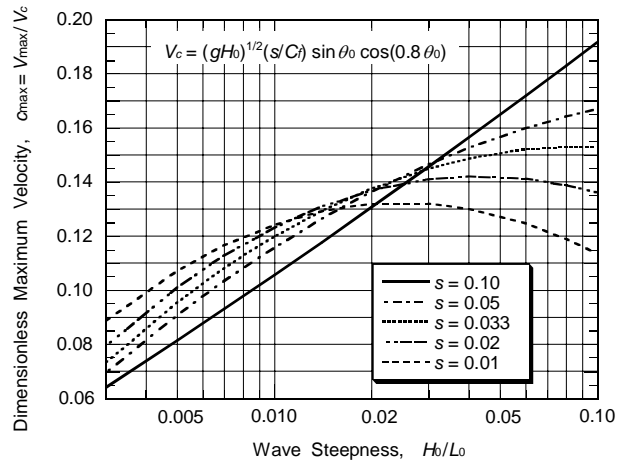


図 - 12 最大流速係数 c_{\max}

式(37), (38)の推定式を用いて最大流速係数 c_{\max} を求めた結果を図 - 12に示す。数値計算は波形勾配が $0.005 \sim 0.08$ の範囲であったけれども、これを $0.003 \sim 0.10$ の範囲にまで拡張したものを示している。

この図に示す最大流速係数 c_{\max} は、波形勾配の増加につれて増大する傾向を示す。ただし、海底勾配が $s = 1/40$ 程度よりも小さい場合には、波形勾配がある値を超えると減少に転じる。沿岸流速の岸沖分布の計算事例として示した図 - 5において、波形勾配0.04の波のほうが0.01の波よりも大きな最大流速を示したのは、図 - 12に示す流速修正係数の変化によるものである。

沿岸流速に対するワイブル分布の基準流速 V_0 は、最大流速を与える式(24)から逆算して、式(39)のように求められる。

$$V_0 = V_{\max} \left(1 - \frac{1}{k}\right)^{-(1-1/k)} \exp\left[1 - \frac{1}{k}\right] \quad (39)$$

最大流速係数は、海底勾配 $1/10$ のケースおよび波形勾配 0.06 以上の場合を除けば、 $c_{\max} = 0.07 \sim 0.16$ の範囲にある。したがって、沿岸流速の最大値の略算式を式(40)のように表すことができる。

$$V_{\max} \cong \frac{0.07 - 0.16}{C_f} s \sqrt{gH_0} \sin\theta_0 \cos(0.8\theta_0) \quad (40)$$

(4) 最大流速の推定値と数値計算結果との比較

前項に述べた式(29)~(38)を用いてワイブル分布の母数と基準流速を求めると、式(25)によって沿岸流速の最大値を推定することができる。垂直入射を除く全315ケースについてこの作業を行い、数値計算結果と比較した結果を図 - 13に示す。図 - 3の波寄せ高の場合には数値計算結果と推定値との差が

数%であったけれども、沿岸流速に関しては差異がやや大きい。それでも、推定値は数値計算結果の(0.89~1.16)倍の範囲にとどまっております、全体としては推定値が数値計算値の1.006倍であった。

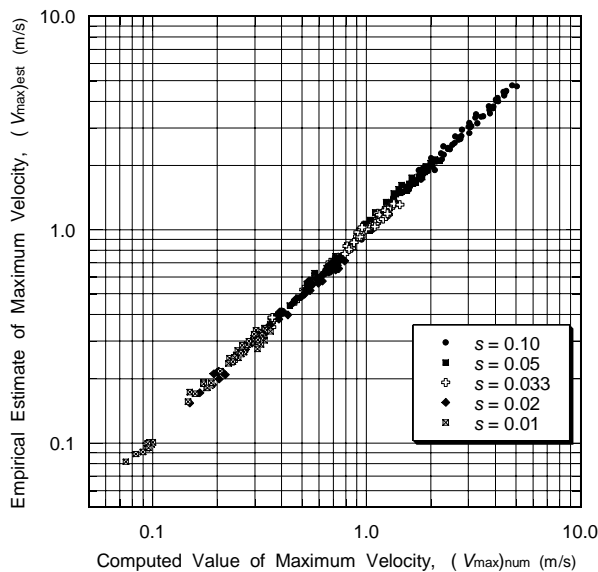


図 - 13 最大沿岸流速 V_{max} の数値計算値と推定値の比較

差異が大きくなった一つの理由として、表 - 1 に記載した成分波数がまだ不足していた可能性が考えられる。PEGBIS モデルではシングルサンメーション法で各成分波の波向を定めるため、計算の実行のつど、異なる成分波の波向の組み合わせを使用する。砕波を生じるまでの波の屈折変形は沖波の波向に依存するため、波向の組み合わせが異なると全体としての砕波減衰が微妙に異なり、それによって沿岸流速も変化する。

数値計算値と推定値の差異が大きかったのは、波形勾配が 0.04 ~ 0.08 の波である。表 - 1 に示すように、これらの波は方向分散パラメータ s_{max} の値が小さくて方向分散の割合が大きいため、成分波の波向選択の影響を強く受けた可能性が大きい。その意味で、方向スペクトル波浪の砕波や沿岸流の計算においては、成分波の数をかなり大きく取る必要があると考えられる。

また、沿岸流速の最大値が出現した水深と沖波波高との比 h_{mode}/H_0 について数値計算結果と推定値とを比べたのが図 - 14 である。数値計算結果に対する推定値の当てはめ精度は海底勾配によって異なり、海底勾配 $s = 1/10, 1/30$, および $1/50$ では大きめ(勾配ごとの平均でそれぞれ 1.02 倍, 1.04 倍, 1.06 倍)であるのに対し、海底勾配 $s = 1/20$ と $1/100$ では推定値が小さめ(平均で 0.96 倍と 0.98 倍)となっている。海底勾配 $s = 1/100$ で推定値が数値計算値の 0.63 倍の 1 点を除外すると、推定値は数値計算結果の (0.83 ~

1.17) 倍の範囲にあり、最大流速の場合よりも広がり大きい。

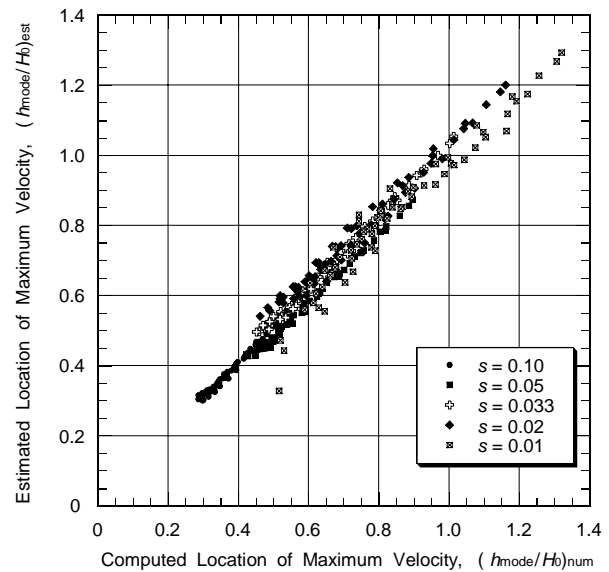


図 - 14 最大流速の出現水深 h_{mode}/H_0 の数値計算値と推定値との比較

最大流速の出現水深は、式 (24) で表示されるように尺度母数 a と形状母数 k で計算される。図 - 14 に示すように、 h_{mode}/H_0 の推定値が数値計算結果に対して海底勾配ごとに過大あるいは過小な傾向を見せたのは、尺度母数 a に対する回帰式の定数の式 (34) および形状母数 k に対する式 (32) が個別の数値計算結果を十分適切に表現できなかったためである。あるいは、数値計算結果そのもののばらつきが大きかったためであろう。

6. 沿岸流速の最大値の出現位置

沿岸流速の最大値の出現水深 h_{mode} は、式 (24) の z_{mod} を用い、 $h_{mode} = z_{mod}H_0$ として求めることができる。この最大流速出現の無次元水深 $z_{mod} = h_{mode}/H_0$ を海底勾配毎に計算した結果を図 - 15 ~ 19 に示す。

沿岸流速の最大値は、海底勾配が急になるほど、また波形勾配が小さいほど相対的に沖側の水深に現れる。また、沖波の入射角が大きくなると、最大流速の現れる地点が岸側に寄ってくる。こうした傾向は、Goda・Watanabe (1991) が先に取りまとめた単一周期・一方向不規則波に対する計算図表の結果と定性的には一致する。ただし、定量的には異なり、今回の結果は全体として最大流速の出現水深が浅くなっている。その理由の一つとして、今回の数値計算で式 (13) の基本式にサーフェス・ローラー項を導入したことが挙げられる。

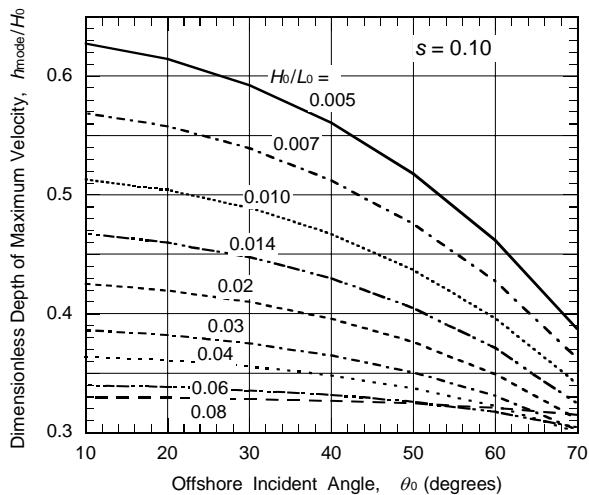


図 - 15 最大流速出現の無次元水深 (海底勾配 $s = 1/10$)

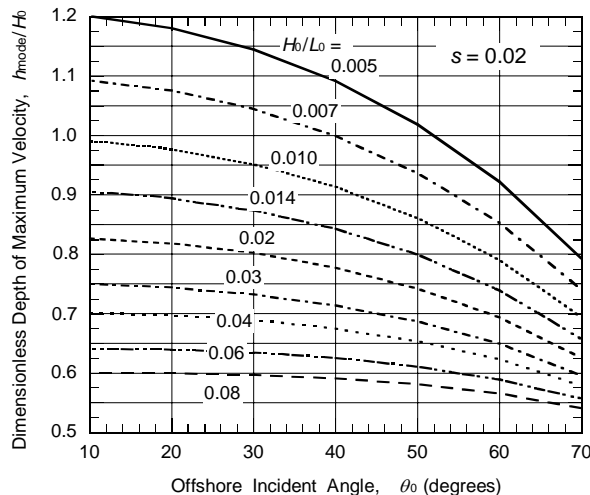


図 - 18 最大流速出現の無次元水深 (海底勾配 $s = 1/50$)

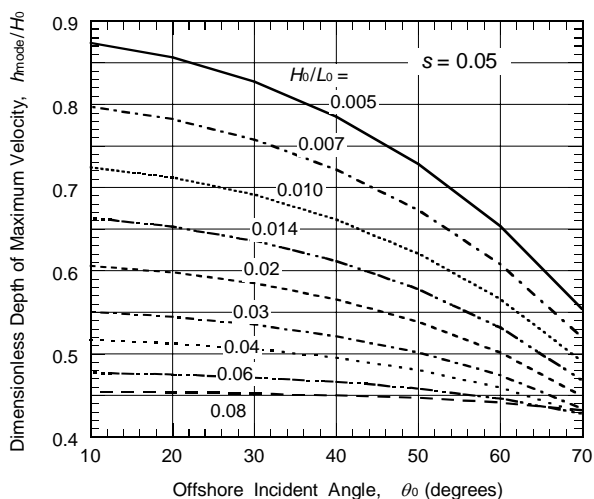


図 - 16 最大流速出現の無次元水深 (海底勾配 $s = 1/20$)

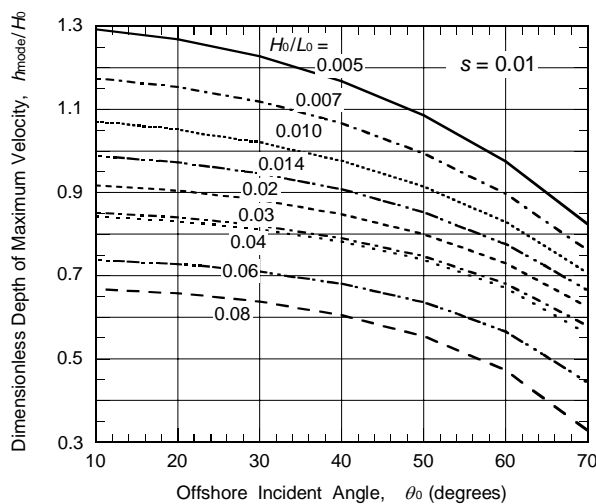


図 - 19 最大流速出現の無次元水深 (海底勾配 $s = 1/100$)

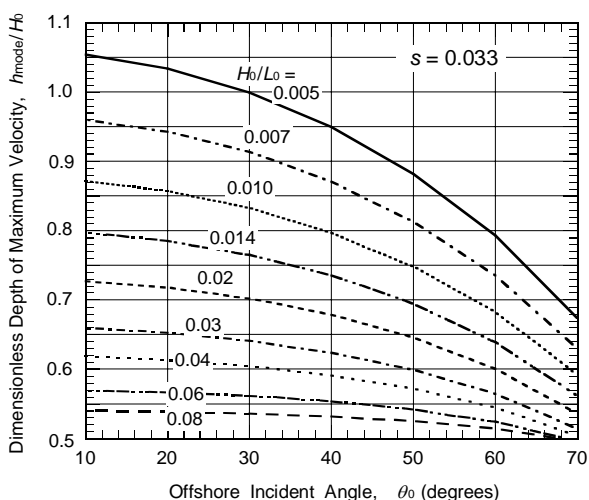


図 - 17 最大流速出現の無次元水深 (海底勾配 $s = 1/30$)

7. 砕波諸元を用いた最大流速の推定式

これまでに記述してきた沿岸流速の推定式は沖波の諸元を用いたものである。しかし、これまでの研究では砕波高 H_b と砕波点における入射角 θ_b を用いたものが多く用いられてきた。たとえば、アメリカ陸軍工兵隊の海岸工学研究センターによる”Shore Protection Manual”の1977年版と1984年版には次の推定式が記載されている (CERC 1977)。

$$V = 20.7 s \sqrt{g H_b} \sin 2\theta_b \quad (41)$$

この式は、もともとは規則波に対してLonguet-Higgins (1970) が提唱したもので、係数が $0.09/C_f$ と算定されていた。しかし、1949年の現地観測データと1965年の室内実験データに平均的に合致するように係数値を2.3倍し、 $C_f = 0.01$ と設定して20.7の数値を与えたものである。

規則波であれば砕波点の定義が明確であるが、不規則波では砕波が各所で起きるために砕波点を設定することがむずかしい。それでも、砕波帯内で有義波高が最大となる地点を有義波の砕波点とみなせば、これについては既に著者が波高と水深の算定図表を与えている（合田1975）。この砕波点は、Kamphuis (1991) が提唱した初期砕波点とほぼ同等である。そこで、有義波高がピーク値を示す水深 $(h_{1/3})_{\text{peak}}$ を砕波水深とみなして沖波から砕波諸元への変換を行う。

入射角については Snell の屈折則を使うことにより、次のように変換できる。

$$\frac{\sin \theta_b}{\sin \theta_0} = \frac{C_b}{C_0} = \tanh kh_b \quad (42)$$

ただし、 $h_b = (h_{1/3})_{\text{peak}}$ とする。この式を解くことによって、砕波点における入射角 θ_b が求められる。

これによって、式 (35), (36) の沖波表示の最大流速の推定式は、次のように書き換えることができる。

$$V_{\max} = \frac{K_{\max}}{C_f} s \sqrt{gH_b} \sin 2\theta_b \quad (43)$$

ここに、

$$K_{\max} = c_{\max} \sqrt{\frac{K_r H_0}{H_b}} \frac{\sin \theta_0 \cos(0.8\theta_0)}{\sin 2\theta_b} \quad (44)$$

ここに、 $(K_r)_b$ は砕波点の屈折角である。この砕波流速係数 K_{\max} を合田 (1975) の図表、式 (37) および式 (42) を用いて試算すると、図 - 20 のような結果が得られる。すなわち、 K_{\max} は海底勾配や波形勾配によって 0.092 ~ 0.127 の範囲で変化するものの、大局的にはほぼ一定値、すなわち $K_{\max} \approx 0.115$ と見なすことができよう。

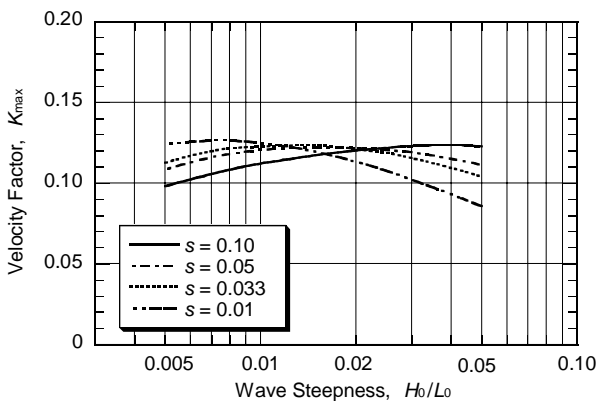


図 - 20 砕波諸元を用いたときの最大流速係数 K_{\max}

したがって、砕波諸元を用いたときの最大流速推定式は次のように表すことができる。

$$V_{\max} \approx \frac{0.115}{C_f} s \sqrt{gH_b} \sin 2\theta_b \quad (45)$$

この式 (45) で $C_f = 0.01$ と設定すると、係数が 11.5

となり、CERC による式 (41) の係数 20.7 よりもやや小さめである。しかし、式 (41) の係数を設定したときに参照したデータは古いときの 2 ケースのみであり、信頼度が高いとはいえない。むしろ新しく誘導した式 (45) のほうが実際に近いものと思われる。

8. 波寄せ高の推定値の感度分析

(1) 波高の絶対値による Wave Setup の変化

今回の数値計算では沖波波高をすべて $H_0 = 2.0$ m に固定して行った。この方式の妥当性を確認するため、波高を変えた数値計算を行ってみた。

計算は海底勾配 $s = 1/30$ で沖波入射角が $\theta_0 = 30^\circ$ を対象とし、波高が $H_0 = 1.0, 2.0, \text{および} 4.0$ m の 3 ケースを比較した。ただし、波形勾配が $H_0/L_0 = 0.02$ を保持するように、周期は異なるものを用いた。数値計算の格子幅は共通である。

岸沖方向の平均水位の変化を無次元表示したものが図 - 21 である。

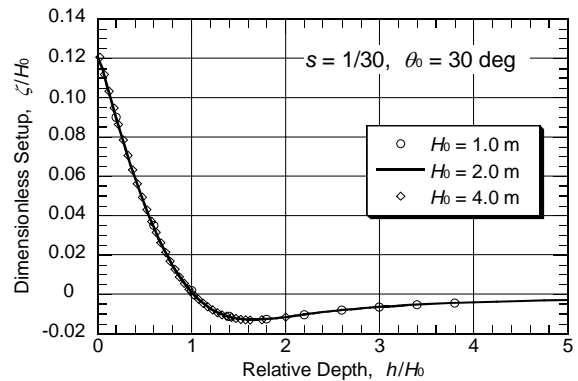


図 - 21 平均水位の岸沖変化に及ぼす波高絶対値の影響 ($s = 1/30, H_0/L_0 = 0.02, \theta_0 = 30^\circ$)

3通りの波高に対する計算結果は子細に見ると数%以下の差があるけれども、図に表示すると違いが分からないほどである。その差異も、波高にかわりなく同じ格子幅を用いたことに起因すると考えられ、格子幅を波高に比例させて変えていれば平均水の変化として同一の結果が得られたと推測される。

(2) 砕波減衰定数による Wave Setup の変化

次に、段階的砕波変形モデルの主パラメータである砕波減衰定数を $C_b = 0.06, 0.07, 0.08$ と変えて計算した結果を図 - 22 に示す。先に式 (9) に示したように、今回の数値計算は $C_b = 0.07$ として行ったものである。

減衰定数 C_b を大きくとると、砕波限界波高が大きくなるので砕波減衰が始まる地点が岸に近づき、wave set-down が長く続き、汀線における波寄せ高が増大する。 $C_b = 0.07$ を基準として、 $C_b = 0.08$ では 11% 増、 $C_b = 0.06$ では 12% 減となる。

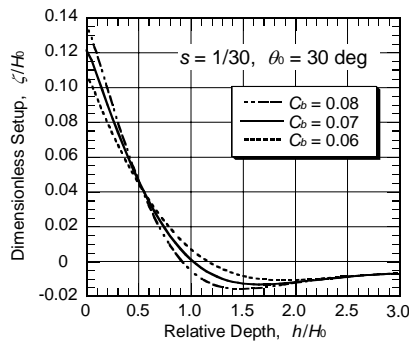


図 - 22 PEGBIS モデルの碎波減衰定数を変えた場合の Wave Setup の数値計算と推定値の比較 ($s = 1/30, H_0/L_0 = 0.02, \theta_0 = 30^\circ$)

なお、この計算事例 ($H_0/L_0 = 0.02$) では平均水位の低下量が沖波波高の1%であり、Longuet-Higgins・Stewart (1963) が与えた規則波に対する wave set-down よりもかなり小さい。これは波の不規則性の影響である。先の著者の1975年モデルによる計算では、波形勾配が小さくなるにつれて平均水位の低下量が大きくなり、 $H_0/L_0 = 0.01$ で約2%、 $H_0/L_0 = 0.005$ で約3%である。しかし、 $H_0/L_0 = 0.04$ 以上では平均水位の低下が現れなくなる。

(3) 周波数スペクトル形状の波寄せ高に及ぼす影響

今回の数値計算では、周波数スペクトルとして JONSWAP 型を使用しており、その形状はピーク増幅率 γ の値によって異なる。そこで、表 - 1 の計算条件の中で γ のみを 1.0, 3.3, あるいは 10 に固定した場合の計算を行った。海底勾配は $s = 1/20$ と $1/50$ の2種類、入射沖波向は $\theta_0 = 30^\circ$ とした。

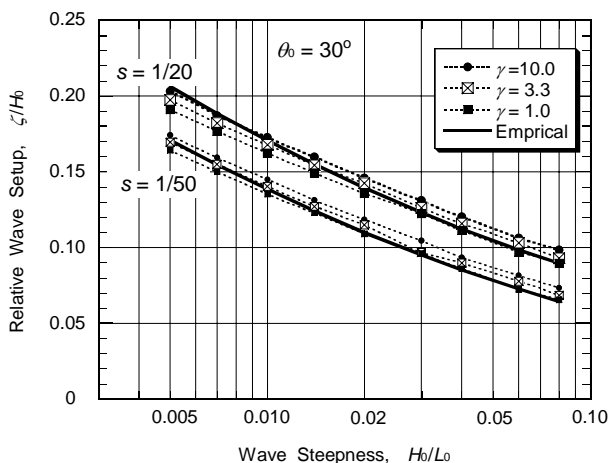


図 - 23 波寄せ高 ζ/H_0 に及ぼすスペクトルピーク増幅率 γ の影響 ($s = 1/20$ および $1/50, \theta_0 = 30^\circ$)

この計算による波寄せ高の変化を図 - 23 に示す。無次元波寄せ高 ζ/H_0 は、 γ が大きくなってスペクトルの尖鋭度が高まると、若干高くなる傾向がある。しかし、その差は設計等で考慮するほどのものではない

と思われる。

(4) 方向分散パラメータの波寄せ高に及ぼす影響

方向スペクトルを支配するもう一つのパラメータは、方向分散である。そこで、光易型方向分散関数のパラメータ s_{max} を 10, 30, 100 あるいは 999 の4種類のいずれかに固定した計算を行った。これ以外のパラメータは表 1 のままである。この計算による波寄せ高の結果を図 - 24 に示す。

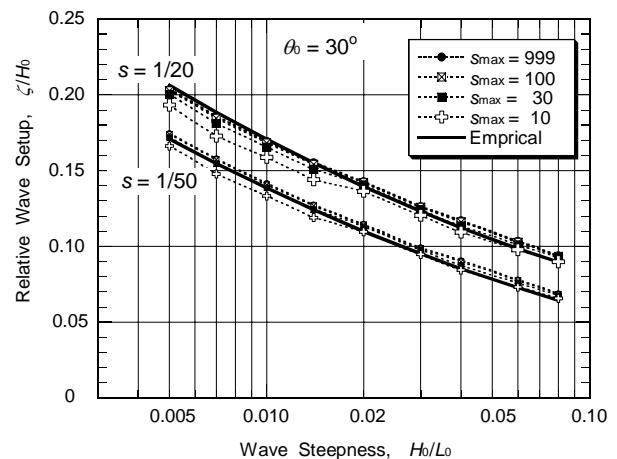


図 - 24 波寄せ高 ζ/H_0 に及ぼす方向分散パラメータ s_{max} の影響 ($s = 1/20$ および $1/50, \theta_0 = 30^\circ$)

無次元波寄せ高 ζ/H_0 は、スペクトルの尖鋭度が高まるにつれて若干高くなる傾向があるものの、無視できる程度の差異である。

(5) サーフェース・ローラーの波寄せ高に及ぼす影響

今回の数値計算に当たっては、碎波によって波からサーフェース・ローラーへエネルギーが転換される率 α を表 - 1 のように、波形勾配に応じて 0.20 から 0.50 まで漸増させたものを使用した。これは著者の主観的判断によるものである。これに対して、エネルギー転換率として $\alpha = 0, 0.25, 0.50$ の一定値を用いて計算した一例が図 - 25 である。

この図は、海底勾配 $s = 1/20$ で沖波入射角 $\theta_0 = 40^\circ$ の場合である。既に合田 (2004b, 2004c) が例示しているように、波エネルギーの一部がサーフェース・ローラーへ転換されると、碎波による平均水面の上昇が遅れて発現する代わりに、汀線における波寄せ高が増大する。このため、無次元波寄せ高 ζ/H_0 は、エネルギー転換率 $\alpha = 0, 0.25, 0.50$ の順に高めとなる3本の曲線で表されることになる。海底勾配 $s = 1/50$ の計算結果も同様な傾向を示すけれども、データ範囲が重なるため、プロットを省略している。

今回の数値計算から導いた波寄せ高の経験式は大実線で示してあり、 $\alpha = 0.25$ の曲線から 0.50 の曲線へ移行する形となっている。これによって、エネル

ギ-転換率一定の場合よりも、波形勾配の増加による波寄せ高の減少率が小さくなっている。

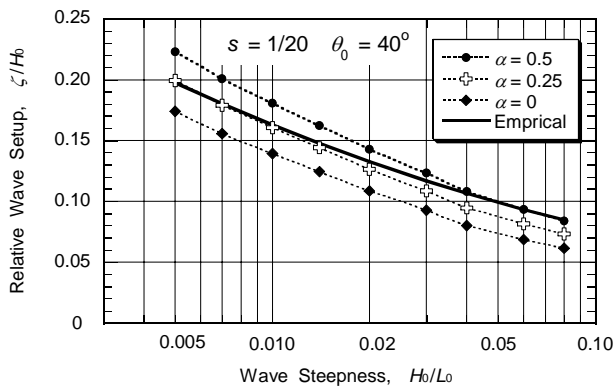


図 - 25 波寄せ高 ζ/H_0 に及ぼすサーフェス・ローラへのエネルギー転換率 α の影響 ($s=1/20, \theta_0=40^\circ$)

先に図 - 4 で示したように、波崎海岸における波寄せ高の観測値と比べると、波形勾配による波寄せ高の変化率は大きすぎる傾向がみられた。エネルギー転換率を一定として扱ったと、この観測値との乖離はさらに大きくなる。サーフェス・ローラへのエネルギー転換率の見積もりは、今後の検討課題の一つである。

なお、波寄せ高 ζ/H_0 は基本式である式 (10) が水平拡散項を含まないため、渦動粘性係数の影響を受けることがない。

9. 沿岸流速の推定値の感度分析

(1) 波高の絶対値による沿岸流速の変化

波寄せ高の計算と同様に、波高を変えて経験式の適用性を確認したのが図 - 26 である。計算は波寄せ高と同時にやったもので、海底勾配 $s = 1/30$ で沖波入射角が $\theta_0 = 30^\circ$ 、波高が $H_0 = 1.0, 2.0$, および 4.0m の3ケースである。数値計算の結果は太線、経験式による推定値は細線で示してある。

数値計算の結果に比べて、経験式による推定値は波高 1.0m ではやや大きめ、波高 4.0m ではやや小さめの傾向がある。また、後者では流速最大値の現れる水深が沖側へ少しずれている。こうした差異はシングルサンメーションにおける成分波数の不足に起因する可能性もあり、差異の程度も実用上は許容範囲内と考えられる。したがって、今回の沿岸流速推定の経験式は、通常の波浪・うねりに対して十分に使用可能と判断される。

(2) 砕波減衰定数の影響

図 - 22 に示した波寄せ高の計算と同時にやった沿岸流速の岸沖分布の計算結果を図 - 27 に示す。段階的砕波の減衰定数は $C_b = 0.06, 0.07, 0.08$ と3種類であ

り、ワイブル分布による近似推定値の結果も合わせて示してある。

この図で分かるように、減衰定数 C_b が小さければ砕波によるエネルギー減衰が早くから始まり、したがって沿岸流速の最大値が沖側にずれて現れる。図 - 27 の結果では、 C_b による最大流速とその出現水深の変化はあまり大きくないけれども、波形勾配の小さな波ではこうした差異が顕著に現れる。

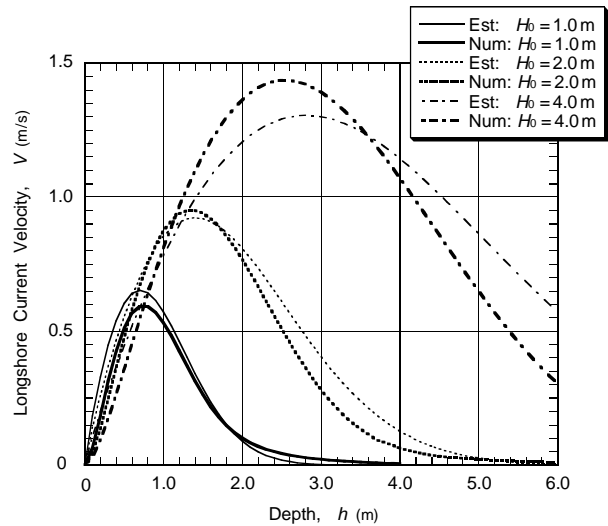


図 - 26 波高を変えた場合の沿岸流速の数値計算と推定値の比較 ($s=1/30, H_0/L_0=0.02, \theta_0=30^\circ$)

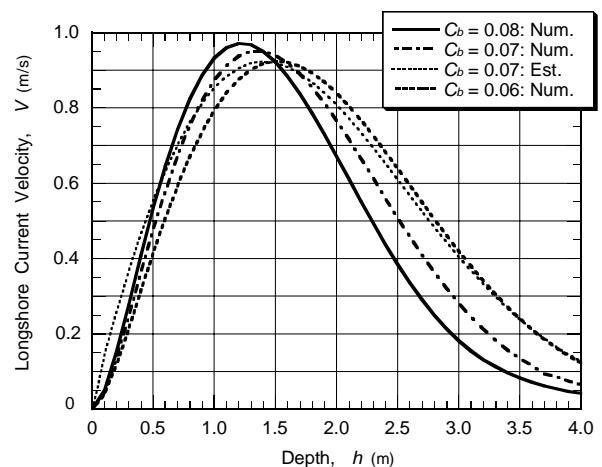


図 - 27 PEGBIS モデルの砕波減衰定数を変えた場合の沿岸流速の数値計算と推定値の比較 ($s = 1/30, H_0/L_0=0.02, \theta_0=30^\circ$)

(3) 周波数スペクトル形状の沿岸流速に及ぼす影響

周波数スペクトルとして用いた JONSWAP 型スペクトルのピーク増幅率 γ の値を変えて計算した結果を図 - 28 に示す。計算は図 - 23 と同時に行ったもので、計算条件は同じである。この結果によれば、沿岸流速の最大値 V_{\max} は周波数スペクトル形状の影響をあまり受けないことが分かる。

なお、最大流速の出現水深 h_{mode}/H_0 はスペクトルの尖鋭度が高まるにつれて若干沖側へ移る傾向があるものの、その度合は小さい。

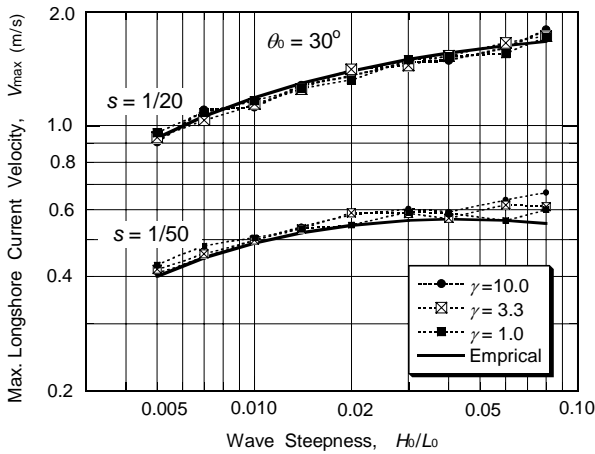


図 - 28 最大流速 V_{max} に及ぼすスペクトルピーク増幅率 γ の影響 ($s=1/20$ および $1/50$, $\theta_0=40^\circ$)

(4) 方向分散パラメータの沿岸流速に及ぼす影響

一方、方向スペクトルを支配するもう一つのパラメータである方向分散の影響を図示したのが図 - 29 である。図 - 24 と同様に、光易型方向分散関数のパラメータ s_{max} を 10, 30, 100 あるいは 999 の 4 種類のいずれかに固定したときの最大流速値の計算結果である。

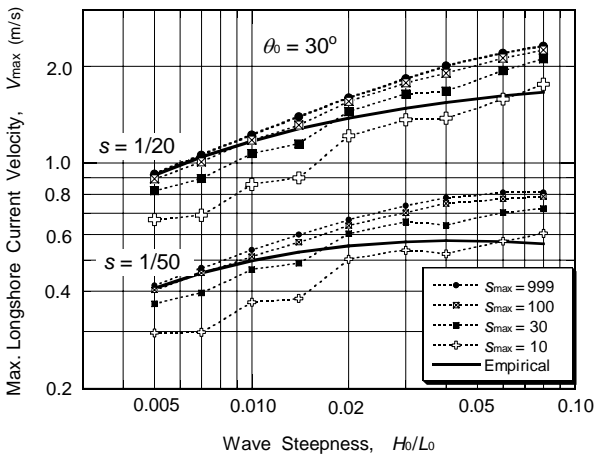


図 - 29 最大流速 V_{max} に及ぼす方向分散パラメータ s_{max} の影響 ($s=1/20$ および $1/50$, $\theta_0=30^\circ$)

方向分散パラメータの影響は、沿岸流速の最大値に大きく影響し、方向集中度が高まるにつれて最大流速が大きくなる。パラメータ値が $s_{max}=999$ 、すなわち単一方向スペクトルの場合には、風波を代表する $s_{max}=10$ の場合に比べて、30%~40%程度速くなる。

なお、今回の経験式の誘導に当たっては、表 - 1 のように波形勾配の小さいときの $s_{max}=100$ から波

形勾配が大きいときの $s_{max}=10$ へ漸減させている。この結果、波形勾配による最大流速の変化の度合は、方向分散パラメータ一定の場合よりも小さくなっている。また、 $s_{max}=10$ の場合など、波形勾配の増加に伴う最大流速の変化がやや不規則なのは、方向スペクトルを代表させた成分波の数が不足していたためである。

最大流速の出現水深は、方向分散パラメータの増大につれて10%程度沖側へ移る傾向がある。

(5) サーフェース・ローラーの沿岸流速に及ぼす影響

サーフェース・ローラーへのエネルギー転換を導入すると、沿岸流速の絶対値も大きく影響される。すなわち、沿岸流速の岸沖分布が全体として岸寄りに移行し、最大流速の値が増加する。図 - 30 はこれを例示したもので、図 - 25 と同様に、エネルギー転換率として $\alpha=0, 0.25$, および 0.50 の一定値の場合の最大流速と波形勾配の関係を示している。沖波波高は $H_0=2.0$ m、沖波入射角は $\theta_0=40^\circ$ であり、海底勾配が $s=1/20$ と $1/50$ の 2 ケースである。

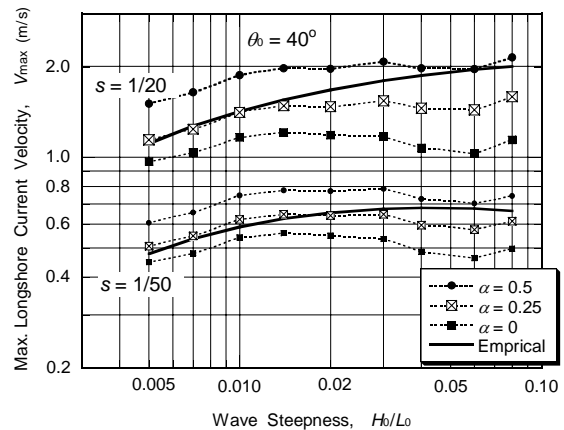


図 - 30 最大流速 V_{max} に及ぼすサーフェース・ローラーへのエネルギー転換率 α の影響 ($s=1/20$ および $1/50$, $\theta_0=40^\circ$)

エネルギー転換率を一定にしておくと、波形勾配が小さいときは波形勾配の増加につれて最大流速も増大するが、波形勾配が 0.014 程度以上では最大流速がほぼ一定になる。波形勾配が 0.06 付近で最大流速の値が落ち込んでいるのは、シングルサンメーション法における乱数の初期値の設定によるこの試行に特有な現象であり、多数回の計算を行って平均を取れば滑らかな変化曲線が得られるものと思われる。

経験式から求められた最大流速は、もともとエネルギー変換率を 0.20 から 0.50 に漸増させているので、 $\alpha=0.25$ の曲線と $\alpha=0.50$ の曲線の間にほぼ位置している。サーフェース・ローラーへのエネルギー転換率の選択が沿岸流速に及ぼす影響は著しい。海底勾配が $s=1/20$ の場合に $\alpha=0.50$ と設定すると、

サーフェス・ローラーを導入しない場合に比べて最大流速が1.6~1.9倍に増大する。海底勾配が $s = 1/50$ の場合には増加率が1.4~1.5倍程度と低めである。

このように、砕波によって失われる波エネルギーがどれだけサーフェス・ローラーへの転換されると見積るかによって、沿岸流速の算定値が大きく影響される。その意味で、今回導いた経験式は表-1の設定に基づく一つの試算であり、今後の幾多の研究によってサーフェス・ローラーへのエネルギー転換率が解明されるにつれて、改訂が必要になると考えられる。

(6) 渦動粘性係数の定数の影響

海底勾配が急な場合には、沿岸流速が渦動粘性係数の設定によってもかなり影響される。渦動粘性係数に比例する水平拡散を導入すると、沿岸流速の最大値が低下し、沿岸流が沖側に広がっていく。この水平拡散の効果を支配する渦動粘性係数の定数 Λ は、先に式(17)のように設定したところである。図-31は水平拡散の影響を例示した計算結果であり、海底勾配が $s = 1/20$ と $1/50$ の場合について、渦動粘性係数の定数を $\Lambda = 0, 0.25$ および 0.5 の3通りに設定した場合を示している。図-28と同じく、沖波波高は $H_0 = 2.0$ m, 沖波入射角は $\theta_0 = 40^\circ$ である。また図-32は、沿岸流速の最大値の相対出現水深 h_{mode}/H_0 を示したものである。

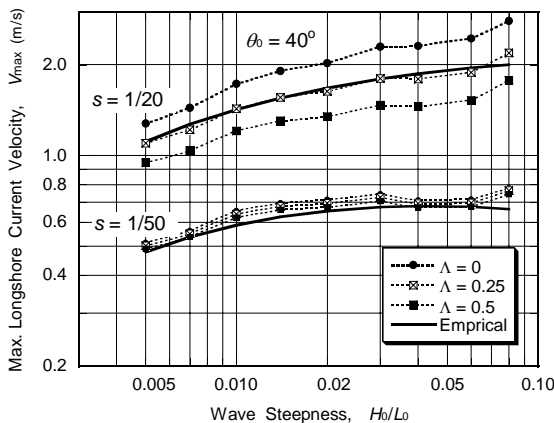


図-31 最大流速 V_{max} に及ぼす渦動粘性係数の定数 Λ の影響 ($s = 1/20$ および $1/50$, $\theta_0 = 40^\circ$)

最大流速の数値計算結果は、当然ながら $\Lambda = 0$ のケース(黒丸)が最上位にあり、 $\Lambda = 0.5$ は最下位となる。経験式の誘導は、式(17)のように $s = 1/20$ では $\Lambda = 0.27$, $s = 1/50$ では $\Lambda = 0.50$ に設定した計算に基づいているので、経験式を表す太線は $s = 1/20$ では $\Lambda = 0.25$ の曲線の近傍、 $s = 1/50$ では $\Lambda = 0.5$ の曲線のすぐ下にプロットされている。

この図でも分かるように、海底勾配が $1/50$ 程度以下と緩やかな場合には水平拡散項の影響がほとんど見られないけれども、海底勾配が急になると渦動粘

性係数の定数をどのように設定するかによって、沿岸流速の算定値がかなり変化する。

沿岸流速最大値の出現水深は、渦動粘性係数の定数を大きくとるにつれて深くなる。すなわち、岸沖分布が沖側へ移動する。この影響は海底勾配 $s = 1/50$ よりも $s = 1/20$ のほうが著しい。なお、今回の数値計算は式(17)のように、 $s = 1/20$ に対しては $\Lambda = 0.27$, $s = 1/50$ に対しては $\Lambda = 0.50$ の定数値を使用している。これに基づいて導いた推定値は、前者においては $\Lambda = 0.25$ の数値計算結果にほぼ一致しているが、後者の数値計算結果は推定値を下回っている。これは、図-14で述べたように、この勾配に対しては経験式がやや過大な推定値を与える傾向があるためである。

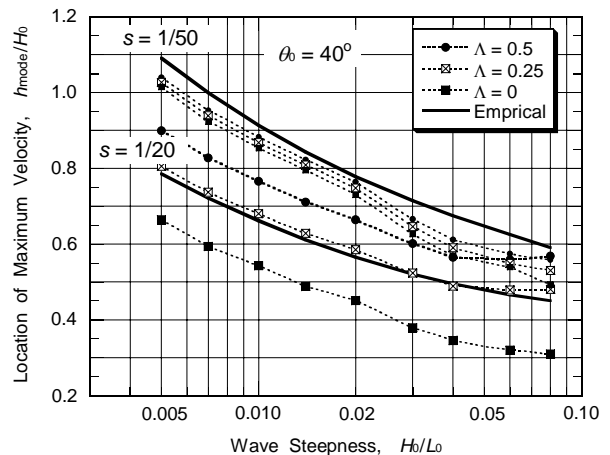


図-32 最大流速 V_{max} の出現水深に及ぼす渦動粘性係数の定数 Λ の影響 ($s = 1/20$ および $1/50$, $\theta_0 = 40^\circ$)

以上のように、海底勾配が急になるにつれて水平拡散項の影響が強く現れる。ここには例示していないけれども、海底勾配が $1/10$ ではこの影響がさらに大きくなる。沿岸流を含めた海浜流の計算では、渦動粘性係数を慎重に設定することが必要と思われる。

10. 沿岸流速推定式の現地観測値への適用

(1) 現地観測値への適用の手順

今回とりまとめた沿岸流速の推定式を用いる手順は次の通りである。まず、現地の平均海底勾配 s を算定し、沖波波形勾配 H_0/L_0 および沖波入射角 θ_0 を設定する。このデータを用いて、まず式(29)~(32)に従ってワイブル分布の形状母数 k を計算する。次に、式(33), (34)に従ってワイブル分布の尺度母数 a を計算する。ついで、式(36)を用いて名目流速 V_c を計算するとともに、式(33), (34)によって最大流速係数 c_{max} を求め、最大流速 V_{max} を式(36)で算定する。さらに、式(39)を用いて基準流速 V_0 を計算する。この準備ができたところで式(23)を適用すれば、各水深における沿岸流速が求められる。

なお、最大流速とその出現水深のみを知りたいときには、式 (36) で V_{max} 、式 (24) で z_{mod} を計算して $h_{mode} = z_{mod} \times H_0$ とすればよい。

沿岸流速の推定式の基礎となったのは一様勾配の海底地形に対する計算であるけれども、沿岸砂州があるような地形であっても、形式的には各地点の水深を用いることによって適用可能である。

(2) 一様斜面の不規則波実験結果との比較

現地観測値との比較を行う前に、条件が単純な室内実験データに沿岸流速の推定式を適用してみる。対象は、米国陸軍工兵隊技術研究開発センターの大型漂砂実験水槽 (LSTF) を使った Hamilton・Ebersole (2001) の固定床実験である。斜面勾配は $s = 1/30$ 、入射波は造波板位置で $H_{m0} = 0.225\text{ m}$ 、 $T_p = 2.5\text{ s}$ 、 $\theta_i = 10^\circ$ である。

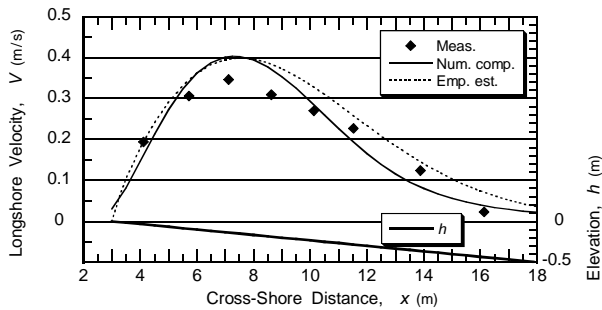


図 - 33 LSTF の実験値と修正合田モデルとの比較 (水底勾配 $s = 1/30$ 、波高 $(H_{1/3})_0 = 0.24\text{ m}$ 、 $T_p = 2.5\text{ s}$ 、 $\theta_0 = 17.3^\circ$ 、 $\Lambda = 0.05$ 、 $C_f = 0.007$)

この実験データに対しては、先に合田 (2004c)、Goda (2006) が数値計算を行っており、その際には入射波を沖波に換算した図 - 33 の表題に記したような値を用いている。サーフェース・ローラーへのエネルギー転換率は試行の結果として $\alpha = 0.50$ と設定し、渦動粘性係数の定数として $\Lambda = 0.05$ を使用した。また、底面粗度係数は $C_f = 0.0070$ が妥当な結果を与えた。この計算結果は実線で示してある。

有義波周期を $T_{1/3} = 0.88T_p$ として換算し、波形勾配を求めると $H_0/L_0 = 0.0318$ となるので、この波形勾配と斜面勾配を用いて沿岸流速を推定した結果が図中の点線である。ただし、実験は単一方向不規則波であり、推定式は表 - 1 のように $s_{max} \approx 15$ を用いた数値計算に基づいているので、図 - 29 の感度分析の結果を参照して、流速の計算結果を 1.3 倍している。また、底面粗度係数は前回の数値計算と同じ $C_f = 0.007$ を用いた。

図 - 33 の結果に見られるように、沿岸流速の推定結果は実験値ならびに前回の数値計算結果とよく合致しており、その適用性を例証している。

(3) Leadbetter Beach での観測値との比較

次に取り上げるのは、Thornton・Guza (1986) が米

国カリフォルニア州サンタバーバラの Leadbetter Beach で 1980 年 2 月に実施した観測データである。前回に行った数値計算では、碎波減衰定数として $C_b = 0.06$ 、エネルギー転換率として $\alpha = 0.25$ 、渦動粘性係数の定数として $\Lambda = 0.5$ を使用した。底面粗度係数は $C_f = 0.007$ が適切であった。

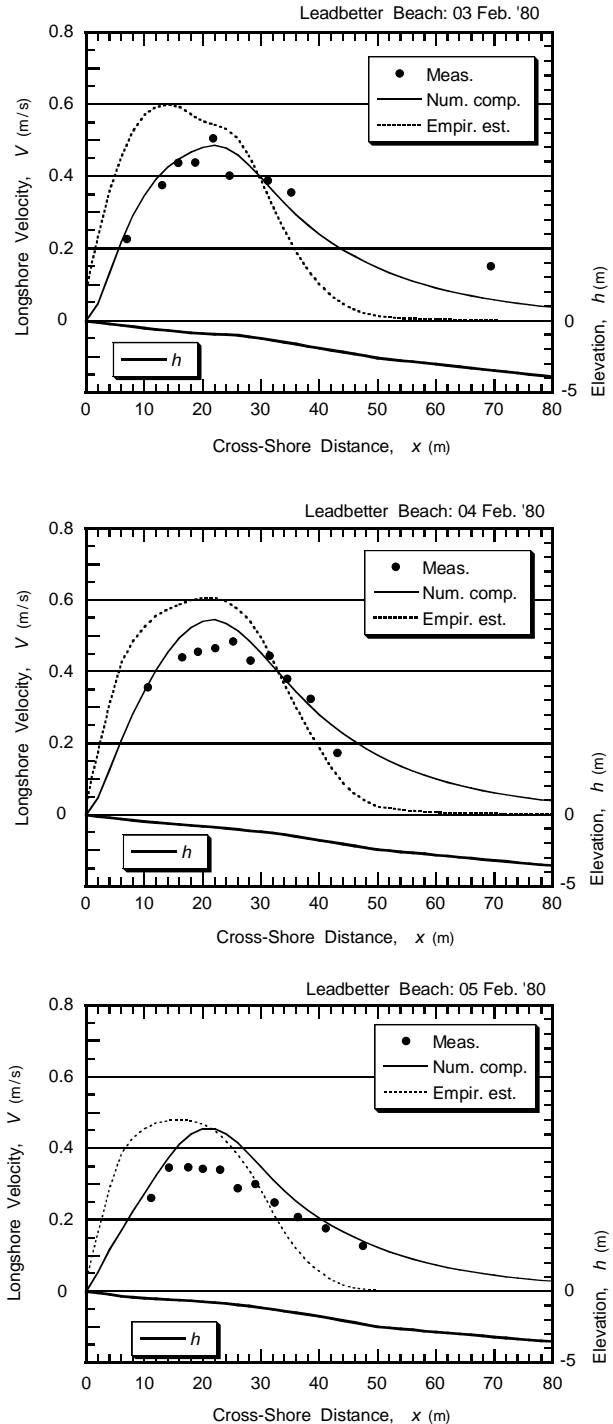


図 - 34 Leadbetter Beach における沿岸流速の観測値、数値計算値、および経験式による推定値の比較

今回計算を行ったのは、Thornton・Guza (1986) が報告している 5 日間のデータのうち、3 日間のデータに対して今回導いた経験式を用いて沿岸流速を推

定し、観測値と比較してみた。観測時の波浪条件および前回の数値計算で仮定したスペクトルパラメータは表 - 2のとおりである。

図 - 34 は今回の経験式で推定した沿岸流速（点線）を観測データ（黒丸）および前回の数値計算結果（実線）と比較したものである。なお、海底勾配 s は汀線から 30m 付近までの平均勾配であり、経験式による推定ではこの勾配を使用している。また、海底摩擦係数は前回の数値計算と同じ $C_f = 0.007$ を用い、波高、周期、波向は表 - 2 の値を与えた。なお、経験式を導いた基礎である数値計算の条件を現地海岸の海底勾配と波形勾配に対応させると、概ね表 - 3 のようなパラメータを使用していたことになる。

表 - 2 沿岸流の数値計算で設定した波浪条件

地点	Date	s	$(H_{1/3})_0$ (m)	T_p (s)	θ_0 (°)	γ	s_{max}
Lead-better	03/02	0.044	0.716	14.3	43.7	7.0	200
	04/02	0.038	0.794	14.3	49.2	7.0	200
	05/02	0.035	0.614	12.8	42.1	7.0	200
波崎	28/03	0.0167	2.35	9.75	25	2.0	25
	04/04	0.0167	1.70	9.24	10	2.0	40
DELI-	11/10	0.0133	1.55	8.6	39	3.3	50
LAH	14/10	(0.04)	1.15	12.0	20	3.3	100

注： γ は周波数スペクトルのピークの増幅率である。

表 - 3 沿岸流の数値計算の諸パラメータ

地点	数値計算				経験式		
	C_f	C_b	α	Λ	C_b	α	Λ
Lead-better	0.0070	0.06	0.25	0.5	0.07	0.20	0.3
波崎	0.0075	0.06	0.5	1.0	0.07	0.33	0.5
DELI-LAH	0.0075	0.07	0.5	0.5	0.07	0.25	0.5

図 - 34 では、観測値や数値計算結果に比べて、今回の経験式による沿岸流速のピークがやや岸に寄り、また最大流速の値も大きくなっている。また、沿岸流速の岸沖分布が図 - 5~7 のような単調な形ではなく、一部にこぶ状となっているのは、水深の変化が一様でないことの影響である。

流速の推定結果に差を生じた一つの理由は、数値計算では渦動粘性係数の定数として $\Lambda = 0.5$ が現地データによく適合していたのに対し、推定式はこの海底勾配に対しては $\Lambda = 0.3$ 程度の値に対する計算値に基づいて導かれたことが挙げられる。図 - 32 に関連して述べたように、渦動粘性係数を小さく取ることによって沿岸流速の岸沖分布が狭まり、最大値の出現位置が岸側へ移動する。

またもう一つの理由として、現地の波高の碎波減衰が $C_b = 0.06$ で良く再現されていたのに対し、今回の経験式は $C_b = 0.07$ をベースとしているため、沿岸流速の最大値が汀線に近い位置で現れることが挙げ

られる（9(2)項参照）。

もっとも、波浪によって励起される沿岸流の現象は僅かの条件の変化によって流速が大幅に変動し、それを的確に予測することは容易ではない。図 - 34 の結果は、定量的には若干の差異があるものの、少なくともオーダー的には合致しているといえる。

(4) 波崎海岸での観測値との比較

2番目の沿岸流速の現地観測データは、独立行政法人港湾空港技術研究所が所有する茨城県波崎海岸の海洋観測施設の栈橋で取得されたものであり、Kuriyama・Ozaki (1993) がこのデータを用いて自らの数値モデルとの比較・検討を行っている。ここでは、1989年3月28日および4月4日のデータに対して沿岸流の推定式を適用した。波浪条件および沿岸流計算のパラメータは表 - 2, 3 に示すとおりである。

前回の数値計算では渦動粘性係数の定数を $\Lambda = 1.0$ と大きめに取ることによって、トラフの位置で沿岸流速が最大となる様子を再現できた。しかし、今回の推定式は一樣勾配斜面における数値計算に基づいて作成されたものなので、そうした再現は無理であり、水深が浅くなったところで流速が大きくなり、深くなったトラフで流速が小さくなる結果となっている。そうしたバー地形における水平拡散の効果は再現できないものの、沿岸流速の最大値は観測値と大差なく、複雑な海底地形に対しても今回の推定式がある程度適用できることを例証している。

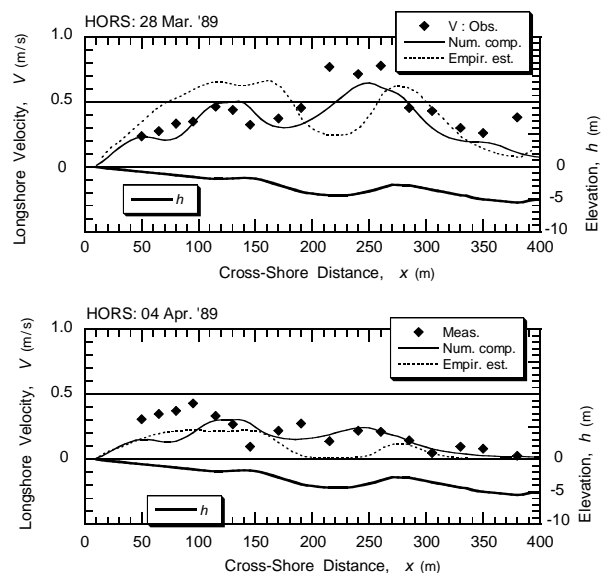


図 - 35 波崎海岸における沿岸流速の観測値、数値計算値、および経験式による推定値の比較

(5) DELILAHプロジェクトの観測値との比較

3番目の現地観測データとの比較として、1990年10月に米国ノースカロライナ州の Duck 海岸で行われた DELILAH プロジェクトにおける沿岸流速の観測値と比較した事例を図 - 36 に示す。ここでは、10

月11日と同14日のデータを示す。推定式であるワイブル分布の母数を求める際には、平均海底勾配である $s = 0.0133$ を用いたけれども、このときの海底地形は汀線から 210 m 付近に沿岸砂州があり、この沖側で大規模な碎波減衰が生じていた（波高減衰の状況から判断）。沿岸流速の最大値は、この沿岸砂州の前面勾配に支配されていたと考え、流速計算にあたっては $s = 0.04$ を用いた。

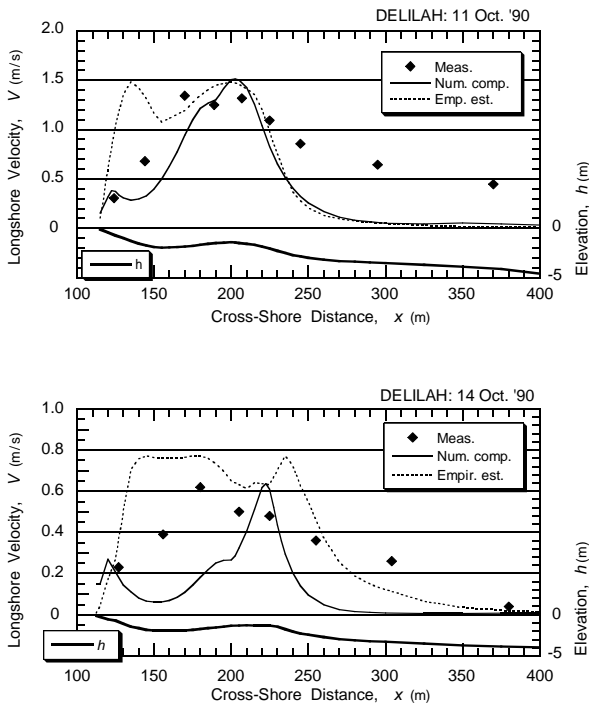


図 - 35 DELILAHプロジェクトにおける沿岸流速の観測値、数値計算値、および経験式による推定値の比較

このDELILAHプロジェクトの事例では、数値計算とワイブル分布のあてはめによる推定値の両者とも現地観測値とあまりよく適合していない。それでも、今回の推定値はオーダー的には外れてはならず、こうした地形に対しても推定式が適用可能であることを示すといえよう。

9. むすび

本論文で明らかになった事項を列挙する以下の通りである。

- 1) 修正JONSWAPスペクトルと光易型方向分布関数で表示される方向スペクトル波浪を対象とし、一様傾斜直線状海浜の波寄せ高 (wave setup) を海底勾配、波形勾配、沖波波高、および沖波入射角の関数として経験式で表示し、その算定図表を作成した。
- 2) この経験式で推定した波寄せ高は、茨城県波崎

海岸における観測値の平均的表示とほぼ一致し、経験式の妥当性が確認された。

- 3) 同じく、方向スペクトル波浪による一様傾斜直線状海浜における沿岸流速の岸沖分布をワイブル分布で近似し、その形状母数と尺度母数を海底勾配と波形勾配で表す経験式を導き、それらの算定図表を提示した。
- 4) 沿岸流速のピーク値を海底勾配、波形勾配、沖波波高、および沖波入射角の関数として表す経験式を導き、その算定図表を作成した。
- 5) 沿岸流速のピーク値については、碎波波高と碎波点の波向角を用いた略算式も提示した。これは“*Shore Protection Manual (1977)*”に記載された算定式の係数値を約56%に低減したものに相当する。
- 6) 波寄せ高と沿岸流速は、方向スペクトルの関数形に影響される。周波数スペクトルが単峰型のJONSWAPスペクトルであれば、スペクトルの尖鋭度の影響はあまり顕著でない。
- 7) 一方、方向分布関数における方向分散の度合は、影響が大きい。方向分散が大きくなるにつれて波寄せ高が若干ながら減少し、沿岸流速の最大値は最大30%程度減少する。
- 8) サーフェース・ローラーは波寄せ高と沿岸流速に大きな影響を与える。今回導いた経験式は、碎波による波からサーフェース・ローラーへのエネルギー転換率が波形勾配とともに増加するとの仮定に基づいており、このエネルギー転換率が仮定した値と異なる場合には、経験式の推定精度が低下する可能性がある。
- 9) 今回導いた、ワイブル分布を仮定した沿岸流速の推定式は、現地観測値ともかなりよく適合しており、実用性が高いことが例証された。

参考文献

- 加藤一正・柳嶋慎一・磯上知良・村上裕幸 (1989)：波による汀線付近の水位上昇量 - 波崎海洋観測施設における現地観測 - , 港湾技術研究所報告, 28 (1), pp.3-41.
- 合田良実 (1975)：浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 14 (3), pp.59-106.
- 合田良実 (2003)：段階的碎波係数を用いた不規則波浪変形計算モデルの改良, 海洋開発論文集, 19, pp. 141-146.
- 合田良実 (2004a)：不規則波浪変形計算における段階的碎波係数の導入について (Ver. 5), ECOH/YG 技術論文 No.2, 2004年5月19日, 18p.
- 合田良実 (2004b)：不規則波による沿岸流速に及ぼす碎波モデル選択の影響, 海洋開発論文集, 20, pp. 785-790.
- 合田良実 (2004c)：不規則による沿岸流速に及ぼす諸要因の影響の検討 (Ver. 4), ECOH/YG 技術論文 No. 4,

2004年8月4日, 24p.

合田良実・渡辺則行 (1990): 沿岸流速公式への不規則波モデルの導入について, *海岸工学論文集*, **37**, pp. 210-214.

平口博丸・丸山康樹 (1986): 斜め入射波に対する放物型方程式の適用性の拡張, 第33回海岸工学講演会論文集, pp.114-118.

西村仁嗣 (1982): 海浜循環流の数値シミュレーション, 第29回海岸工学講演会論文集, pp.333-337.

柳嶋慎一・加藤一正・磯上知良・村上裕幸 (1989): 波による汀線付近の水位上昇量に関する現地調査 - 水位上昇を生じる二次的要因 -, *海岸工学論文集*, **36**, pp.80-84.

Battjes, J.A. (1975): Modeling of turbulence in the surf zone, *Proc. Symp. Modeling Techniques*, pp.1050-1061.

CERC (1977): *Shore Protection Manual* (3rd edition), U.S. Army Corps of Engineers, Coastal Eng. Res. Center, p. 4-48.

Dally, W.R., Dean, R.G., and Dalrymple, R.A. (1985): Wave height variation across beaches of arbitrary profile, *J. Geophys. Res.*, **90** (C6), pp.11,917-11,927.

Goda, Y. (2004): A 2-D random wave transformation model with gradational breaker index, *Coastal Engineering Journal*, **46** (1), pp.1-38.

Goda, Y. (2006). Examination of the influence of several factors on longshore current computation with random waves, *Coastal Engineering*, **53**, pp.157-170.

Goda, Y. and Watanabe, Y. (1991): A longshore current formula for random breaking waves, *Coastal Engineering in Japan*, JSCE, **34** (2), pp.159-175.

Hamilton, D.G. and Ebersole, B.A. (2001): Establishing uniform longshore currents in a large-scale sediment transport facility, *Coastal Engineering*, **42**, pp.199-218.

Kamphuis, J.W. (1991): Incipient wave breaking, *Coastal Engineering*, **15**, pp.185-203.

Larson, M. and Kraus, N.C. (1991): Numerical model of longshore current for bar and trough beaches, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, ASCE, 117 (4), pp.326-347.

Longuet-Higgins, M.S. (1970): Longshore current generated by obliquely incident sea waves, 1 & 2, *J. Geophys. Res.*, **75** (33), pp.6779-6801.

Longuet-Higgins, M.S. and Stewart, R.W. (1963). A note on wave set-up, *J. Marine Res.*, **21**, pp.4-10.

Svendsen, I.A. (1984): Wave heights and set-up in a surf zone, *Coastal Engineering*, **8**, pp.303-329.

Tajima, Y. and Madsen, O.S. (2003): Modeling near-shore waves and surface roller, *Proc. 2nd Int. Conf. Asian and Pacific Coasts (APAC 2003)*, Makuhari, Chiba, Japan, Paper No. 28 in CD-ROM, 12p.

Thornton, E.B. and Guza, R.T. (1986): Surf zone longshore currents and random waves: Field data and models, *J. Phys. Oceanogr.*, **16**, pp.1165-1178.

付録：波寄せ高と流速分布の推定式の係数表

この論文では、汀線における波寄せ高 (wave setup) と沿岸流速を推定するための経験式をいろいろ提示している。使用の便宜のため、ここにこれらの経験式における諸係数の算定式をまとめて記して

おく。

今、対象とする変数を x で表すと、これに対する推定式は次式である。

$$x = x_{\theta_0=0} (\cos \theta_0)^{r_x} \quad (\text{A.1})$$

$$x_{\theta_0=0} = A_x + B_x \ln H_0/L_0 + C_x (\ln H_0/L_0)^2 \quad (\text{A.2})$$

式(A.1)の右辺のべき指数 r_x ならびに式(A.2)の係数 A_x, B_x, C_x は、波形勾配 H_0/L_0 または海底勾配 s の関数として、変数ごとに次のように設定されている。

無次元波寄せ高 ζ/H_0 :

$$\left. \begin{aligned} A_s &= 0.0063 + 0.768 s \\ B_s &= -0.0083 - 0.011 s \\ C_s &= 0.00372 + 0.0148 s \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.3})$$

$$r_s = 0.545 + 0.038 \ln H_0/L_0 \quad (\text{A.4})$$

ワイブル分布の形状母数 k :

$$\left. \begin{aligned} A_k &= -0.9017 - 1.9486 \ln s - 0.3783 (\ln s)^2 \\ B_k &= -0.6884 - 0.5869 \ln s - 0.1246 (\ln s)^2 \\ C_k &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.5})$$

$$r_k = 0.326 + 0.218 \ln s + 0.0446 (\ln s)^2 \quad (\text{A.6})$$

ワイブル分布の尺度母数 a :

$$\left. \begin{aligned} A_a &= 3.148 + 1.855 \ln s + 0.363 (\ln s)^2 \\ B_a &= 1.766 + 1.122 \ln s + 0.1929 (\ln s)^2 \\ C_a &= 0.2211 + 0.1194 \ln s + 0.0202 (\ln s)^2 \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.7})$$

$$r_a = -0.751 - 0.327 \ln H_0/L_0 - 0.0228 (\ln H_0/L_0)^2 \quad (\text{A.8})$$

最大流速係数 c_{\max} :

$$\left. \begin{aligned} A_c &= 0.8642 + 0.3141 \ln s + 0.02741 (\ln s)^2 \\ B_c &= 0.3292 + 0.1616 \ln s + 0.01616 (\ln s)^2 \\ C_c &= 0.03281 + 0.01856 \ln s + 0.00202 (\ln s)^2 \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.9})$$

$$r_v = 0 \quad (\text{波向角影響なし})$$

なお、以上の式(A.3)~(A.9)における多数の定数値は、今回の数値計算に固有なものである。方向スペクトルのパラメータやサーフェス・ローラーへのエネルギー転換率、あるいは滑動粘性係数の定数を変えて計算すると、これらの推定式の定数が相当に変化する。また、定数値を僅かに変えただけでも、無次元波寄せ高や沿岸流速の推定値が異なってくる。したがって、使用に当たっては図-1以下の計算図表と照合し、計算式を確認の上で計算を進められることを推奨する次第である。

(以上)