

不規則波による沿岸流速に及ぼす諸要因 の影響の検討 (Version 4)^a

EXAMINATION OF THE EFFECTS OF SEVERAL FACTORS ON LONGSHORE
CURRENT VELOCITY INDUCED BY 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.

Various factors affecting the velocities of longshore currents induced by obliquely incident random waves are examined through numerical calculation and literature review. Seven numerical models for random breaking process are used for mutual comparison. They are those by Battjes (1972), Kuo and Kuo (1974), Goda (1975), Battjes and Janssen (1978), Thornton and Guza (1983), Larson and Kraus (1991), and Goda (2004). These models produce some differences in the estimate of wave height decay in the surf zone, and the differences cause large changes in the longshore velocities. Linear formulation of shear stress along the seabed, though not exact theoretically, can be employed with a value of bottom friction coefficient greater than the coefficient for the nonlinear formulation. The eddy viscosity formulation by Larson and Kraus (1991) is found better suited to random waves than those by Longuet-Higgins (1970) and Battjes (1975), because the former prevents excessive horizontal mixing outside the surf zone. Introduction of surface rollers in numerical models shift the longshore current profile toward the shoreline and brings forth appreciable strength of longshore currents at the trough of a barred beach. A modified form of Goda's model (2004) with inclusion of the surface roller term is found to yield the longshore current profiles in agreement with several field and laboratory measurements.

Key Words: *random waves, wave breaking model, longshore currents, seabed shear stress, 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、海浜変形を適切に予測するためには沿岸流速の岸沖分布を的確に計算することが不可欠である。沿岸流はまた、遊泳者に危険をもたらす離岸流の供給源であり、沖波の情報から沿岸流ひいては離岸流を予測することが要望されている。

沿岸流の現象自体は海岸侵食の研究開始とともに注目され、1940年代から現地観測に基づく経験式が幾つか提案されてきた。また、室内実験と理論的考察に基づく研究も行われた。しかし、本格的な研究

の進展は Longuet-Higgins (1970) がラディエーション応力の概念を導入した理論を発表したときに始まる。この理論は規則波を対象としたもので、その後の多くの研究も規則波の理論や実験に基づいていた。実際の海岸の波は方向スペクトルを持つ不規則波であり、単純な規則波の理論では沿岸流を的確に予測することがむずかしい。不規則波によって励起される沿岸流を最初に計算したのは Battjes (1974) である。ただし、この研究は学位論文として提出され、学術誌あるいは国際会議等で発表されなかったこともあって、ほとんど注目されずに経過し、Battjes 自身もあまり言及していない。

^a 4月27日付けのVersion 1 では、合田モデル(2004) を現地観測および室内実験データの一部に適用する際に碎波限界定数の選定に間違いがあり、それを訂正した Version 2 を5月7日に作成した。その後、多方向不規則波に関するプログラムの一部を修正して再計算した結果を7月5日にVersion 3 に記載した。さらに、Larson・Kraus (1991) による渦動粘性係数を単一周期不規則波に対して適用する際のプログラムに不備が見つかり、これを訂正した結果を本 Version 4 に記載した。この結果、Battjes (1975) の渦動粘性係数モデルに対する Larson・Kraus (1991) モデルの優位性が取り消された。

不規則波による沿岸流を計算して現地海岸における沿岸流速の岸沖分布と比較したのはThornton・Guza (1986) が最初である。この計算では同じ著者による1983年の不規則砕波変形モデルを用いており、モデル中のパラメータは観測結果に適合するように定めた。

不規則波による沿岸流はラディエーション応力の岸沖勾配によって支配されるので、砕波帯内の波高の変化率が大きく影響する。合田・渡辺(1990, 1991)は合田(1975)の砕波変形モデルを用いて沿岸流速を計算し、一様傾斜海浜における沿岸流速の経験式を導いた。この計算結果はThornton・Guza(1986)の観測結果とはある程度一致したものの、彼らの計算値とは若干異なるところがあった。沿岸流速の計算値がこうした不規則砕波変形モデルによって異なることを明らかにし、砕波モデルの選定を適正に行う必要性を例示することが本論文の第1の目的である。

沿岸流の計算における規則波と不規則波の違いの一つは、渦動粘性係数の取り扱いである。規則波では砕波点が固定され、その点の前後でラディエーション応力が急変するため、沿岸流速の計算値が不連続となる。これを解消するために、Longuet-Higgins(1970)は混合長概念に基づき、岸からの距離に比例する渦動粘性係数を導入した。一方、不規則波が一様傾斜海浜に來襲する場合には、波が広い範囲で徐々に砕け、ラディエーション応力の変化率が滑らかに推移する。このため、渦動粘性係数を導入しなくとも、岸沖方向に滑らかに変化する沿岸流速の計算結果が得られる。

しかしながらバー型海浜における沿岸流は、砕波の激しいバーの頂部よりもその岸側のトラフで最大流速を示すことが多い。この現象は、米国で1990年に実施されたDELILAHプロジェクトでの観測(Smith et al., 1992, 1993)で見いだされ、わが国でも茨城県鹿島灘の波崎海岸の観測栈橋における測定事例についてKuriyama・Ozaki(1993)が解析している。

こうしたトラフ部の沿岸流速を説明するためには、渦動粘性係数を見直す必要があり、Battjes(1975)が提案した、砕波によるエネルギー損耗率の1/3乗に比例する定式化その他がいろいろ試みられている。こうした渦動粘性係数の定式化によってトラフ部などの沿岸流速の計算値がどのように影響されるかを調べるのが本論文の第2の目的である。

また、ラディエーション応力と並んで沿岸流を支配するのは海底面での摩擦応力である。Longuet-Higgins(1970)は簡単のために線形解を用いたけれども、理論的には非線形解のほうが優れている。ただし、非線形解の場合には繰り返し計算が必要となるためアルゴリズムが煩雑になる。こうした摩擦応力の線形化と非線形化の違いについてはこれまで多くの研究が発表されているので、その成果を要約する。

さらに、トラフ部における沿岸流速の増大のメカニズムとして砕波前面のサーフェース・ローラーによる運動量輸送も着目されているので、これについ

ても既往研究成果を整理し、沿岸流速への導入を図る。

以上に述べるように、本論文は不規則波によって励起される沿岸流について、それに影響を与える諸要因の寄与の度合いを明らかにし、不規則波による海浜流場の計算の信頼度を高めることを目標とするものである。

2. 不規則砕波変形の諸モデルの概要

(1) 不規則砕波変形モデルの推移

規則波の砕波については理論計算や室内実験などによって1970年頃までにほぼ解明されていた。わが国では合田(1970)によって砕波指標の図表が取りまとめられ、砕波に対する水底勾配の影響が広く認識されていた。しかし、欧米ではこれに関する知見が不十分であり、実験データのばらつきの範囲に包含させてしまう場合が少なくない。

一方、浅海域における不規則波の砕波を取り扱ったのはCollins(1970)が最初である。波高がレーリー分布をするものとして、各水深における砕波限界波高よりも大きな波は砕けて限界波高にとどまると仮定した。砕波限界波高は個々の波の波長を考慮するため、深海波の波高と波長の相関分布を与える必要があった。

これに対してBattjes(1972)は、波高分布の歪め方はCollinsと同一であるけれども、砕波限界波高を水深波長比の関数として与えた。これによって2乗平均平方根波高 H_{rms} の岸沖変化を計算し、砕波による平均水位の上昇(wave setup)を予測して実験結果とよく一致する結果を得た。なお、砕波限界波高を算定するときの水深は初期値ではなく、水位上昇を加えたものを使用する。

また郭・郭(1972)あるいはKuo・Kuo(1974)は、砕波した波が限界波高を維持したのでは波高の確率密度関数(pdf)が不自然であるとして、砕波した波をレーリー分布から取り除き、残りの確率密度関数の積分値が1になるように確率密度の値を一定の割合で増加させる方式を採用した。

これらの研究では、砕波後の波高の確率密度関数の形状が現地観測および水理実験の結果と食い違う。そのため合田(1975)は、波高がある範囲に入る波が所定の確率で砕波するというモデルを導入し、さらにサーフビートの振幅を定式化して各地点の水位を確率的に変化させた。こうして得られた波高の確率密度関数に基づいて、 H_{max} 、 $H_{1/3}$ 、 H_{rms} その他の代表波高の岸沖変化を計算した。

こうした波高のレーリー分布を歪める方式は、水深が岸に向かって次第に減少する形状の海浜には適用できるけれども、バー型海浜のように岸へ近づいて水深が増大する箇所がある場合には適用がむずかしい。そのため、Battjes・Janssen(1978)はエネルギー輸送方程式に砕波によるエネルギー減衰を取り込む方式を提案した。砕波した波が失うエネルギーは跳水ボアの理論を援用して算定し、砕波した波の

出現確率は波高のレーリー分布における碎波限界波高の超過確率に等しいと仮定した。碎波限界波高の算定方法は Battjes (1972) と同じである。このモデルでは H_{rms} の岸沖変化のみを出力する。この論文では沿岸流に触れていないが、後に Rennier・Battjes (1997) が沿岸流計算モデルにこの碎波変形モデルを使用している。

この方法の発展として、Thornton・Guza (1983) は現地海岸で個々の波の碎波状況を細かく観測し、それによって碎波の確率密度関数をレーリー分布にある重み関数を乗じて求める方式を考案した。重み関数としては2種類のものを試みている。なお、碎波した波を波高の確率密度関数から取り除くことはせず、波高としては H_{rms} のみを計算する。後に Thornton・Guza (1986) が開発した沿岸流速の計算モデルは、この碎波モデルに基づいている。

碎波によるエネルギー損失の別のアプローチとして、Dally ほか (1985) は碎波した後の再生波のエネルギーを基準とし、碎波限界に達した波はそのエネルギーと再生波のエネルギーとの差に比例する速度でエネルギーを失うとの考え方を提示した。

このモデルは規則波を対象にしたものであったけ

れども、任意形状の海浜地形に適用できるところから、不規則波中の個々波に適用するモデルを Dally (1990) ほかが開発している。Dally のモデルは波高と周期の相関分布を使うために複雑であるが、Larson・Kraus (1991) は周期を固定した碎波モデルを提案し、不規則波による沿岸流の計算に用いた。このモデルは Smith et al. (1993) が沿岸流速の観測値の比較に使用した。また Kuriyama・Ozaki (1993) と Kuriyama (1994) もこうした碎波モデルを用いて沿岸流のモデルを開発した。ただし、彼らは後に Thornton・Guza (1983) のポアモデルを導入したモデルも構築し、観測値への適用を試みている。(Kuriyama 1996, 1998, Kuriyama・Ozaki, 1996 および Kuriyama・Nakatsu-kasa 1999, 2000)。

また、合田 (2003, 2004) は任意形状の海浜地形に適用できる不規則碎波モデルとして段階的碎波係数の概念を導入し、方向スペクトルで指定される不規則波の平面場での碎波変形を取り扱う方法を開発している。碎波減衰には Dally 型モデルを用いている。

以上の諸モデルのうち、本論文で検討する碎波モデルの特徴を一覧表で示したのが表 - 1 である。

表 - 1 主要碎波モデルの特徴

モデルの提案者	エネルギー減衰方式	碎波した波の確率密度	碎波限界の設定要因					波入 ^o ケトル
			水深	周期	勾配	変動幅	Setup	
Battjes '72	波高の pdf の変形	碎波点に集中			×	×		×
Kuo・Kuo '74	同上	除去し、非碎波を嵩上げ		×	×	×	×	×
Goda '75	同上	同上						×
Battjes・Janssen '78	Boreモデル	碎波点に集中			×	×		×
Thornton・Guza '83	同上	重み関数で指定		×	×	×	×	×
Larson・Kraus '91	Dally型モデル	碎波点に集中		×	×	×		×
Goda '04	同上	除去し、非碎波を嵩上げ						

いずれのモデルも碎波限界を水深で規定しているものの、波の周期や海底勾配の影響の取り込み、碎波限界の変動幅の考慮、wave setup による水深補正の有無などの諸点で相違している。海底勾配によって碎波限界を変えているのは合田の二つのモデルである。また、1975年以前のモデルは碎波後の波高の確率密度関数(pdf)から H_{rms} を計算し、その変化からエネルギー損耗率を間接的に評価していた。なお、波浪のスペクトルを取り込んだ合田 (2003a, 2003b, 2004) のモデル以外は、いずれも単一の代表周期を用いている。

以下においては、これらのモデルにおける波高変化の計算式をまとめておく。

(2) Battjes (1972) モデルの計算式

まず、不規則波中の波高がレーリー分布に従うと仮定する。したがって、波高の分布関数(未超過確率)は式(1)で表示される。

$$F(H < X) = 1 - \exp \left[- \left(\frac{X}{K_s K_r H_{rms0}} \right)^2 \right] \quad (1)$$

ここに、 K_s は浅水係数、 K_r は屈折係数、 H_{rms0} は沖波の2乗平均平方根波高である。なお、式(1)の右辺における指数関数の引数の分母を $K_s K_r H_{rms0}$ としたのは、斜め入射のケースも取り扱えるように他の碎波モデルと形を揃えたものである。

この波高分布のうち、式(2)で規定される碎波の波高 H_b よりも大きな波は存在することができず、 H_b の波高を維持すると仮定する。

$$\frac{H_b}{d} = \frac{0.88}{kd} \tanh \left[\frac{\gamma}{0.88} kd \right] \quad (2)$$

ここに、 d は wave setup による平均水位の場地的変化を加味した水深、 k は波数で $2\pi/L$ (ここに L は波長)、 γ は定数で0.80に設定された。

式(2)の限界波高を超える波の出現確率 Q_b は直ち

に計算されて次のようになる。

$$Q_b = Q(H \geq H_b) = \exp \left[- \left(\frac{H_b}{K_s K_r H_{rms0}} \right)^2 \right] \quad (3)$$

波高の確率密度関数としては、 $H = H_b$ においてはデルタ関数（その面積が式 (3) で規定）、 $H < H_b$ においては式 (1) の分布関数の導関数の形をとる。この確率密度関数から波高の2乗平均平方根値 H_{rms} を計算すると式 (4) が得られる。

$$H_{rms} = K_s K_r H_{rms0} (1 - Q_b)^{1/2} \quad (4)$$

計算は沖から岸へ順々に進めて各地点の H_{rms} を求め、岸沖方向のラディエーション応力 S_{xx} の変化率から wave setup を算定し、それを水深に加算して補正を行う。この wave setup と水深補正のアルゴリズムについては合田 (1975) の式 (43), (60) を参照されたい。

(3) 郭・郭 (1972) および Kuo・Kuo (1974) モデルの計算式

このモデルでは砕波した波は限界波高を維持するとはみなさず、非砕波の確率密度に比例した確率で再生されると仮定する。すなわち、非砕波の確率密度をその積分値が1になるように、一定の割合で増大させる。この結果、砕波後の波高の2乗平均平方根値 H_{rms} は次のように求められる。

$$H_{rms} = K_s K_r H_{rms0} \left[1 - \frac{(H_b / K_s K_r H_{rms0})^2 Q_b}{1 - Q_b} \right]^{1/2} \quad (5)$$

砕波の限界波高については、単純に次のように設定している。

$$H_b = 0.63 h \quad (6)$$

また、水深に対する wave setup の補正は行わない。なお、式 (5) は Thornton・Guza (1983) から引用したものである。

(4) 合田 (1975) モデルの計算式

このモデルでは、まず砕波限界波高を相対水深 h/L_0 のみならず、水底勾配 s の関数として次のように与えた。

$$\frac{H_b}{h} = A \frac{L_0}{h} \left\{ 1 - \exp \left[-1.5 \frac{\pi h}{L_0} (1 + 15s^{4/3}) \right] \right\} \quad (7)$$

ここに、 L_0 は深海波の波長であり、定数 A は規則波の実験データに対しては 0.17 の値が適用される。しかし、不規則波の砕波に対しては定数値に幅を持たせて上限値 0.18、下限値 0.12 と設定した。そして、この砕波波高の範囲に入る波はある確率で砕けるものとし、その確率が砕波範囲の下限値で 0、上限値では 1 であって、その間では直線的に増大するように設定した。砕波した波は、非砕波の確率密度に比例する割合で 0 から砕波の上限までの範囲の波高に

再生されるものとした。この取り扱いは Kuo・Kuo (1974) と同じである。

水深 h は wave setup を加算するだけでなく、さらに surf beat による平均水位の変動も確率的に考慮して、各水深における波高の確率密度関数を数値的に計算した。この密度関数から、各種の代表波高を算出し、そのうちの H_{rms} の算定結果を用いて wave setup の量を求めている。

(5) Battjes・Janssen (1978) モデルの計算式

このモデルでは波高の分布関数としてレーリー分布を仮定するけれども、式 (1) の指数関数の引数の分母を各地点の 2 乗平均平方根波高 (未知数) として与え、砕波によるエネルギーの減衰率は跳水ポアーの理論を援用して次のように推定する。

$$D = \frac{\alpha}{4} Q_b \bar{f} \rho g H_b^2 \quad (8)$$

ここに、 α は実験データ等と照合して設定する定数であるが、Battjes・Janssen は $\alpha = 1.0$ の値を使用している。また、 Q_b は砕波した波の出現確率、 \bar{f} は平均周波数、 ρ は水の密度、 g は重力加速度である。

砕波限界波高は Battjes (1972) による式 (2) を用い、砕波した波は限界波高 H_b を維持すると考える。この限界波高を求めるための定数は、その後 Battjes・Stive (1985) が多数のデータにこのモデルを適用して γ の最適値を求め、その結果から次のような経験式を導いた。

$$\gamma = 0.5 + 0.4 \tanh(33 H_{0,rms} / L_{0,p}) \quad (9)$$

ここに、 $H_{0,rms}$ は沖波の rms 波高、 $L_{0,p}$ はスペクトルのピーク周波数に対応する深海波長である。本論文においても、この式 (9) を使用する。

砕波した波の出現確率 Q_b は、 H_b およびその値が未定である H_{rms} と次の関係を満たす。

$$Q_b = \exp \left[- (1 - Q_b) \left(\frac{H_b}{H_{rms}} \right)^2 \right] \quad (10)$$

砕波帯内を進行する波は式 (8) の割合でエネルギーを失うので、エネルギーの輸送方程式が次のように記述される。

$$\frac{\partial}{\partial x} (E c_g \cos \theta) + D = 0 \quad (11)$$

ここに、 E は波のエネルギー密度 ($= \rho g H_{rms}^2 / 8$)、 c_g は群速度、 θ は入射角であり、座標軸 x は汀線に直角に岸向きに正にとる。

式 (10) に式 (8) を代入し、微小区間 Δx に対する差分形に書き直すと次式が得られる。

$$(H_{rms}^2)_{i+1} = \frac{(H_{rms}^2)_i}{(c_g \cos \theta)_{i+1}} \left[(c_g \cos \theta)_i - 2\alpha \bar{f} \left(Q_b \frac{H_b^2}{H_{rms}^2} \right)_i \Delta x \right] \quad (12)$$

したがって、式 (10) の Q_b についても同様の差分形に書き直し、式 (12) と連立させて順次解けばよい。

なお、水底勾配が急な場合、あるいは汀線近傍では式 (12) の右辺第 2 項の値が十分に大きくなり、求められた H_{rms} の値が砕波限界波高 H_b を上回ることがある。Battjes・Janssen はそうした事態が起きた地点の岸側では $H_{rms}=H_b$ の限界値を設定している。

(6) Thompson・Guza (1983) モデルの計算式

このモデルは Battjes・Janssen (1975) と同じくエネルギーの輸送方程式に基づき、砕波によるエネルギー損失は跳水ポアー考え方を用いている。ただし、砕波減衰を波群中の個々の波に適用し、全体のエネルギー損失を砕波した波の波高の確率密度を考慮して算出している点が異なる。

波高分布は砕波帯内であっても各地点の 2 乗平均平方根波高 H_{rms} を引数とするレーリー分布で近似できるとみなした。すなわち、波高の確率密度関数は次のようになる。

$$p(H) = \frac{2H}{H_{rms}^2} \exp\left[-\left(\frac{H}{H_{rms}}\right)^2\right] \quad (13)$$

この波高分布のうち、砕波した波の確率分布はレーリー分布にある重み関数 $W(H)$ を乗じて得られるとした。すなわち、 $p_b(H) = W(H)p(H)$ である。そして、重み関数として現地における砕波の確率分布の観測値を参考にして 2 種類を設定し、そうして得られる砕波の確率密度関数をポアーによるエネルギー減衰率に乗じて積分することによって、波群全体のエネルギー減衰率を 2 通り求めた。

$$D_1 = \frac{3\sqrt{\pi}}{16} \rho g H_{rms}^2 B^3 \bar{f} \gamma \left(\frac{H_{rms}}{\gamma h}\right)^5 \quad (14)$$

$$D_2 = \frac{3\sqrt{\pi}}{16} \rho g H_{rms}^2 B^3 \bar{f} \gamma \left(\frac{H_{rms}}{\gamma h}\right)^3 \left\{ 1 - \left[1 + \left(\frac{H_{rms}}{\gamma h}\right)^2 \right]^{-5/2} \right\} \quad (15)$$

ここに、 γ は砕波限界波高と水深との比率であり、Thornton・Guza は $\gamma = H_{rms}/h = 0.42$ に設定した。式 (14) の D_1 は計算を簡単にするために砕波の確率を一様に設定したもので、これをモデル M1 と呼んでいる。一方、式 (15) の D_2 は観測した砕波の確率分布に近い形に重み関数を設定したもので、これをモデル M2 と呼んでいる。

また、 B は砕波形式などによるエネルギー損失率の違いを取り込むための 1 前後の値の定数で、観測値等に合わせて設定するとした。論文では、Battjes・Janssen (1978) の実験値については 0.8、カリフォルニア州の Torrey Pines Beach の観測値では 1.3 ~ 1.7、平均で 1.5 が妥当であったとしている。また、沿岸流速モデルを発表した Thornton・Guza (1986) の論文では、同州の Leadbetter Beach における観測値

に対して 0.8 ~ 1.1、平均で 1.0 の値を当てはめた。

エネルギー損失率が式 (14) あるいは (15) によって与えられれば、それを式 (11) のエネルギー輸送式に代入して差分化を行って沖から岸へ向かって順に解けばよい。

(7) Larson・Kraus (1991) モデルの計算式

この論文は砕波変形モデルの開発を意図したものではなく、パー型海浜における沿岸流の理論モデルを開発するために Dally 型砕波減衰方式を採択したものである。

このモデルでは、沖側の計算点において不規則波を 100 波以上の個々波の波高で与える。レーリー分布からランダムに抽出、あるいは波形記録から与える。個別の波は波高が $H_b = 0.78d$ の砕波限界を超えた地点で砕波し、その後は波高が安定値 $H_s = \Gamma d$ に落ち着くまで、式 (11) に従って減衰する。なお、 d は wave setup を加味した水深であり、 Γ は 0.4 の値を用いる。式 (11) における減衰関数 D は次のように与える。

$$D = \frac{K_b}{d} \frac{1}{8} \rho g (H^2 - H_s^2) c_g \quad (16)$$

ここに K_b は減衰定数であり、0.15 の値が与えられている。砕波限界波高は初期波高に関わりなく水深によって規定されるけれども、砕波が始まった後の減衰状況はそれぞれ異なり、初期波高の大きな波のほうが速く減衰することもある。

今 k 番目の個別の波高を $H(k)$ で表すと、この波が浅水変形と屈折変形した後の波高が H_b を超えた地点の岸側では、波高が H_s 以下になるまで式 (16) による減衰作用を受ける。したがって、式 (11) に式 (16) を代入し、微小区間 Δx に対する差分形に書き直すと次式が得られる。

$$H(k)_{i+1}^2 = \frac{(c_g)_i}{(c_g \cos \theta)_{i+1}} \left[\frac{H(k)_i^2 \cos \theta_i}{-K_b [H(k)_i^2 - (H_s)_i^2] \Delta x / d} \right] \quad (17)$$

各地点における個別の波高の計算が終わったならば、その結果から波高の 2 乗平均平方根値 H_{rms} を算出し、沿岸流速の計算等に使用する。

(8) 合田 (2004) モデルの計算式

先に合田 (1975) が発表した砕波変形モデルは各種の代表波高を計算できる特長を持っていたけれども、沖から岸へ向かって水深が次第に減少する地形にし適用できなかった。また、沿岸方向にも地形が変化する 2 次元地形では、波浪変形を直接に計算することができなかった。これを解決する方法として提案されたのがこのモデルである。

すなわち、合田 (2003a, 2003b, 2004) は波浪変形の基本式として平口・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。

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \left\{ i \left(k_x + \frac{k_y^2}{2k_x} \right) - \frac{1}{2k_x c c_g} \frac{\partial}{\partial x} (k_x c c_g) \right\} \phi + \frac{i}{2k_x c c_g} \frac{\partial}{\partial y} \left(c c_g \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) - f_D \phi \quad (18)$$

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 は碎波および底面摩擦による波高減衰に関わる関数である。

碎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。

$$f_{Db} = \begin{cases} 0 & : a < \kappa h \\ \frac{K_b}{2h} \left[\left(\frac{a}{\kappa h} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} & : a \geq \kappa h \end{cases} \quad (19)$$

ここに、 K_b は定数で当初は 0.125 の値が設定された。また、 a は波の振幅、 κ は碎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。この碎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 (20) で与え、この波高レベルに対して式 (21) のように段階的に変化する値を設定する。

$$H_m = 0.706 (H_{1/3})_0 \left[\ln \frac{2M}{2m-1} \right]^{1/2} \quad (20)$$

$$\kappa_m = \left(C_b \frac{L_0}{h} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{1.5\pi h}{L_0} (1 + 15s^{2.5}) \right] \right\} \right) \times \left(\frac{H_m}{H_1} \right)^p + \beta_0 \frac{H_m}{h} \left(\frac{H_m}{L_0} \right)^{-0.38} \exp(30s^2) \quad (21)$$

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 , β_0 , および p は岸へ向かって水深が減少する場所では標準値として次のように設定している。

$$C_b = 0.08, \quad \beta_0 = 0.016, \quad p = 0.333 : s > 0 \quad (22)$$

また、水深が岸へ向かって増大する場所に対しては次の標準値を与えている。

$$C_b' = 0.07, \quad \beta_0' = 0.016, \quad p' = 0.667 : s < 0 \quad (23)$$

このモデルでは合田 (1975) モデルのような surf beat の影響は考慮しておらず、また wave setup による水深補正を行わない。ただし、式 (19) の右辺に β_0 が乗じられている項があることによって、こうした影響が間接的に取り込まれている。

式 (22), (23) の定数のうちで基本となるのが C_b であり、その値によって碎波減衰の速さを調整できる。

C_b' は C_b の 7/8 倍に設定されている。室内実験および短距離伝播の現地波浪に対しては式 (22), (23) の値が適切であるけれども、数百 m 以上を伝播する波浪観測値に対しては $C_b = 0.07$ ($C_b' = 0.0613$) がよく適合した (合田 2003a, 2003b, 2004)。さらに、本論文で後述するように、波形勾配が極めて小さいうねりに対しては $C_b = 0.06$ ($C_b' = 0.0525$) が良い結果を与える例がある。したがって、標準値としては $C_b = 0.08$ であるけれども、観測データとの整合性を高めるためには $C_b = 0.07$ あるいは 0.06 の値を試みるのがよい。

対象波浪は、方向スペクトル波であり、有義波高、ピーク周期、スペクトルピークの集中度、方向分散パラメータなどを入力する。もっとも、単一周期の不規則波の計算も可能である。またこのモデルの波高減衰関数 f_D には底面摩擦による項も含んでおり、本論文でも底面摩擦による減衰も考慮した計算を行っている。このモデルは英語表記として PEGBIS (Parabolic Equation with Gradational Breaker Index for Spectral waves) と名付けている。

上述の式 (19) の碎波減衰定数 K_b は、合田 (2003a, 2003b, 2004) では 0.125 の値に設定したけれども、水底勾配が急な場合に碎波減衰が遅いため、碎波帯内の波高が大きくなりすぎる傾向があった。最近の研究である Tajima・Madsen (2002) はこの傾向を取り除くために、定数 K_b を水底勾配が急になるほど大きく設定する方式を採用した。本論文ではその方式を参考とするものの、定数 K_b の表式としては合田 (1975) モデルによる計算にほぼ合致する結果となる次式を採用する。

$$K_b = \frac{3}{8} (0.3 + 2.5s) \quad (24)$$

定数 K_b を一定値から式 (24) に変更したという意味で、以下では修正合田モデルと呼ぶ。

3. 一様傾斜海岸における碎波変形特性

(1) 碎波変形に及ぼす水底勾配の影響

前節で紹介した各種の碎波変形モデルのうち、Battjes (1972) と Kuo・Kuo (1974) のモデルは碎波限界波高の表式に水底勾配の影響が含まれていない。このため、この両モデルにおいては碎波帯内の波高変化が水深波高比 $h/(K_s K_r H_{rms0})$ によって一義的に定まり、水底勾配によって変わることがない。

表 - 2 碎波の比較計算の条件

項目	数値
沖波波高	$(H_{1/3})_0 = 2.0 \text{ m}$
波周期	$T = T_{1/3} = 8.004 \text{ s}$ ($L_0 = 100 \text{ m}$)
沖入射角	$\theta_0 = 30^\circ$
水底勾配	$s = 0.10, 0.05, 0.02, 0.01$
沖水深	$h_0 = 200 \text{ m}$
水深差分	$h = 0 \sim 12 \text{ m} : \Delta h = 0.02 \text{ m}$ $h = 12 \sim 20 \text{ m} : \Delta h = 0.20 \text{ m}$ $h = 20 \sim 200 \text{ m} : \Delta h = 0.50 \text{ m}$

これに対して合田 (1975) のモデルでは式 (7) のように、水底勾配が急になるにつれて碎波限界波高が増加するように設定されている。この状況を例示するため、入射波として表 - 1 の条件を設定し、波高 H_{rms} の岸沖変化を計算した。格子間の水深差 (水深差分) は一定でなく、表に示すように水深によって変えている。格子数はすべて 1000 である。

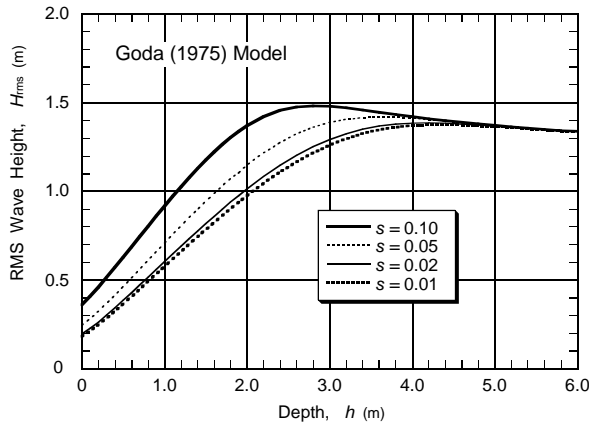


図 - 1 合田 (1975) モデルによる碎波帯内の波高変化

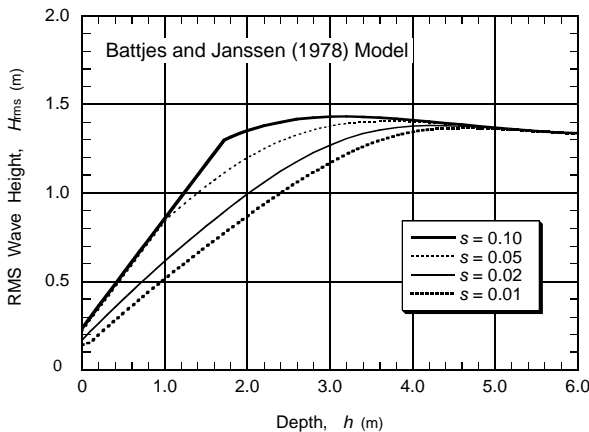


図 - 2 Battjes・Janssen (1978) モデルによる碎波帯内の波高変化

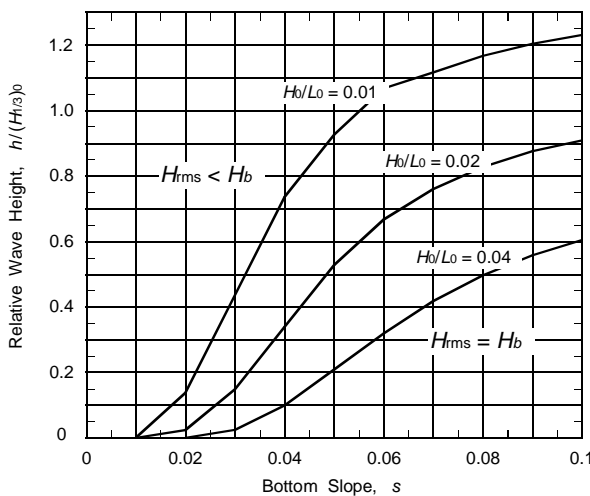


図 - 3 Battjes・Janssen (1978) モデルにおける波高変化急変地点の算定図

計算結果のうち、 H_{rms} の変化を示すと図 - 1 のようになる。図から明らかなように、水底勾配が急になるにつれて波高のピーク地点が岸側へ移動し、また同一水深における波高が大きくなる。また、水底勾配が $s = 0.01$ と 0.02 では碎波帯内の波高の差が小さいけれども、 $s = 0.05$ から 0.10 と増大するにつれて、緩勾配の場合と大きな差異を示すようになる。

次に、同じ入射波条件で Battjes・Janssen (1978) モデルで計算した結果が図 - 2 である。碎波限界の定数は表 - 2 の条件では $\gamma = 0.64$ であり、当初の 0.80 の値を使う場合に比べて碎波の影響が早くから始まり、碎波帯内の波高も小さくなっている。

このモデルでは碎波限界が水深のみで規定され、水底勾配の影響は取り込まれていない。しかし、碎波によるエネルギー減衰をエネルギー輸送方程式の中に組み込んでいるため、波高減衰が波の進行距離に比例して増大する。水底勾配が急になると、緩勾配のとく比べて、水深の減少分が同じであっても波は短い距離しか進行せず、このため波高減衰の度合いが少ない。こうした波の進行距離の影響によって、水底勾配が急になると碎波帯内の波高が大きくなる。ただし、水底勾配の影響の現れ方は合田 (1975) モデルと異なり、 $s = 0.01$ と 0.02 の間で顕著な差が出ており、一方 $s = 0.10$ の急勾配では勾配 $s = 0.05$ の場合との差が小さく、ほとんど区別が付かない。さらに、水底勾配 $s = 0.10$ では水深 1.72 m の箇所で波高変化の傾向が急変しており、 $s = 0.05$ の場合にも水深 1.02 m で同様な変化が起きている。これは、前述のように浅海域において $H_{rms} \leq H_b$ の制限を設けているため、 $H_{rms} = H_b$ となる地点の前後で波高変化の勾配が不連続に変わるのである。

こうした波高の変化曲線が折れ曲がる地点は水底勾配と波形勾配に依存する。計算結果から波高変化の急変地点を読み取ると、図 - 3 のようになる。波形勾配に対応する折れ線が $H_{rms} = H_b$ となる境界であり、水深波高比 $h/(H_{1/3})_0$ がこの線の下に位置すれば $H_{rms} = H_b$ となる。

次に Thornton・Guza (1983) による M1 モデルで計算した結果が図 - 4、同じく M2 モデルの結果が図 - 5 である。減衰に関わる係数 B は 1.0 に設定した。

Thornton・Guza (1983) のモデルも碎波限界に水底勾配の影響を考慮していないけれども、碎波によるエネルギー減衰が波の進行距離に比例するため、緩勾配では波高減衰が早くから始まり、急勾配では遅く発現する。また、水深に対して wave setup による補正を行っていないので、初期水深 0 の汀線位置で波高が全て 0 となる。

二つのモデル M1 と M2 を比べると、M2 のほうがより深い水深で碎波が始まるけれども、減衰の進行が遅い傾向がある。このため、水底勾配が急な場合には M2 のほうが M1 よりも碎波帯内の波高がやや大きくなる。ただし、両者の差は小さく、他のモデルと比べると両者を区別する必要は小さい。

Thornton・Guza が 1986 年に不規則波による沿岸流の

計算した際にも，特段の説明なしにモデルM1のみを使っている。本論文でも，以下ではM1モデルだけを取り上げる。

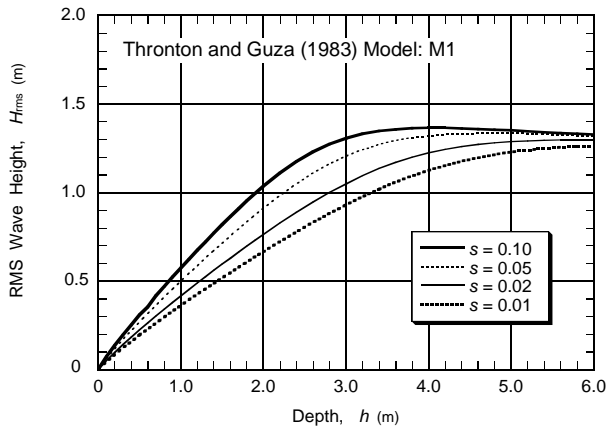


図 - 4 Thornton・Guza(1978)のM1モデルによる砕波帯内の波高変化

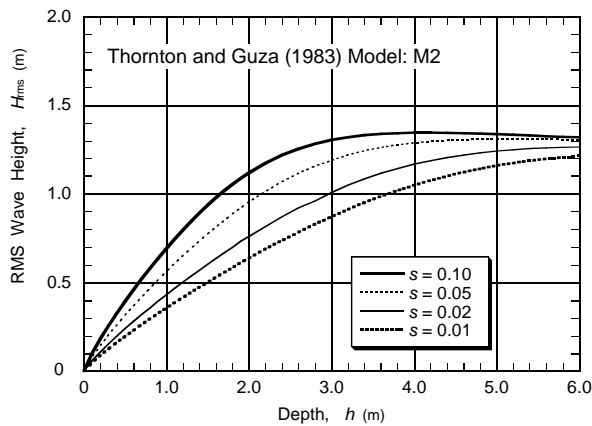


図 - 5 Thornton・Guza(1978)のM2モデルによる砕波帯内の波高変化

また，Dally型砕波変形モデルを個別波高に適用するLarson・Kraus(1991)のモデルでは，計算結果が図-6に示すようになる。この計算に際しては，成分波として $M = 200$ を用い，それぞれの波高を式(19)で与えた。成分波数をそれだけ多くしても，砕波による波高 H_{rms} の減衰速度 $\partial H_{rms} / \partial x$ の場所的変化が十分に滑らかにならない。このため波高 H_{rms} としては，計算点を含む前後5格子点の計算結果に三角フィルター(0.1, 0.2, 0.4, 0.2, 0.1)を適用した値を用いることにした。また，式(17)で波高を計算する際には，群速度 c_g と水深 d としてwave setupを考慮しない初期水深にたいする値を使用した。これは，放物型方程式に基づく合田モデル(2004)が初期水深における波速，群速度を用いることに対応させたものである。

図-6によると，Larson・Kraus(1991)のモデルは水底勾配 $s = 0.01 \sim 0.05$ の範囲では砕波減衰の状況がほぼ同じであり， $s = 0.10$ と急勾配になったときにはじめて水底勾配の影響が現れる。これは初期砕

波点を $H_b = 0.78d$ と勾配に関わりなく設定しているためである。また， $s = 0.10$ のときに砕波帯内の波高変化曲線が上にふくらむのは，砕波減衰の定数 K_b を一定としているためである。

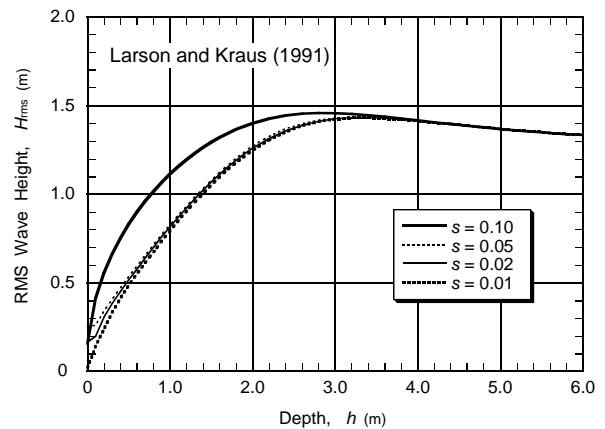


図 - 6 Larson・Kraus(1991)のDally型モデルによる砕波帯内の波高変化

さらに，砕波減衰の定数 K_b に式(24)の修正式を用いた修正合田モデル(2004)による計算結果を図-7に示す。ここでは，スペクトルとして修正JONSWAP型でスペクトルピーク増幅率を $\gamma = 1$ としたものを与え，そのピーク周期を $T_p = 9.10$ sに設定した。図-7の結果は図-1に示す合田(1975)モデルによる計算にかなり類似している。ただし，急勾配における水深2.5~3.5m付近の波高が小さく，逆に緩勾配における水深2.0m付近の波高がやや大きいなどの差異はある。こうした差異は一つには設定した砕波減衰のメカニズムの相違であり，もう一つには1975年モデルが単一周期を対象としたのに対し，2004年モデルがスペクトル波浪を入力していることによる。

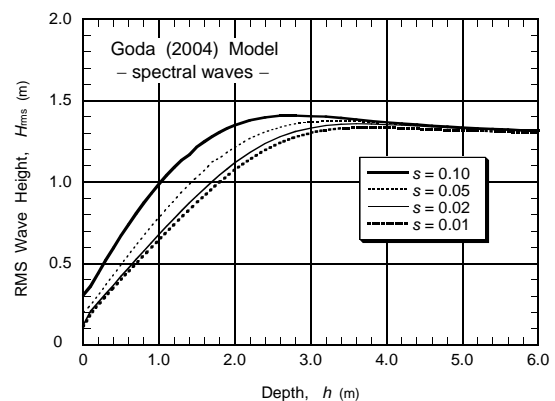


図 - 7 修正合田モデル(2004)による砕波帯内の波高変化

(2) 各種の砕波変形モデルの相互比較

ここで，表-2の条件に対して表-1のモデルを使い，岸沖方向の波高 H_{rms} の変化を求めて比較したの結果を図-8~11に示す。これらは水底勾配ごとにまとめてあり，勾配0.10, 0.05, 0.02, 0.01の順

である。各モデルのうち、Battjes (1972) と Kuo・Kuo (1974) のモデルは水底勾配の影響を受けないので、どの図でも同じ値を示している。したがって、この二つのモデルの波高変化曲線を参考にすることで、他のモデルの特徴を把握することができる。

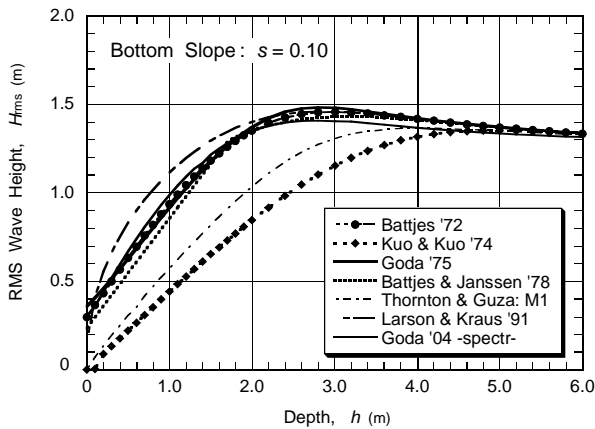


図 - 8 各種砕波変形モデルによる H_{rms} の計算結果 (水底勾配 $s=0.10$)

大で約 0.5 m に達する。これは砕波限界波高と水深の比が前者が約 0.8 であるのに対し、後者は 0.63 と低めに設定しているためである。また、後者は wave setup による実水深の増大を考慮していないことも影響している。

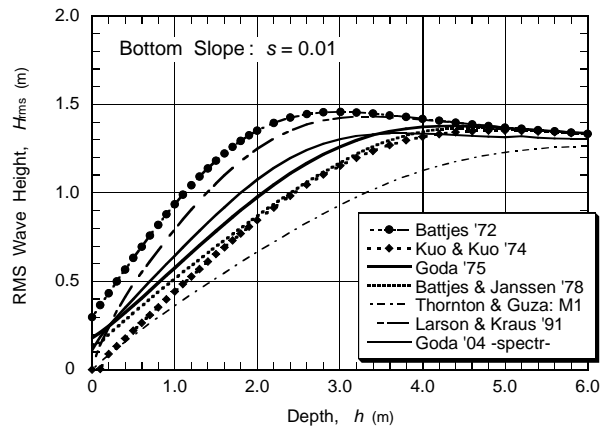


図 - 11 各種砕波変形モデルによる H_{rms} の計算結果 (水底勾配 $s=0.01$)

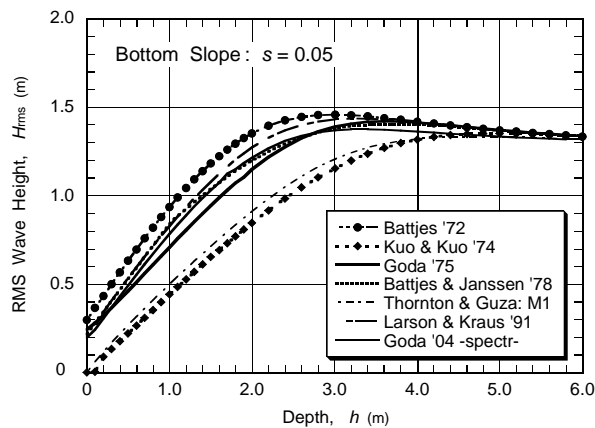


図 - 9 各種砕波変形モデルによる H_{rms} の計算結果 (水底勾配 $s=0.05$)

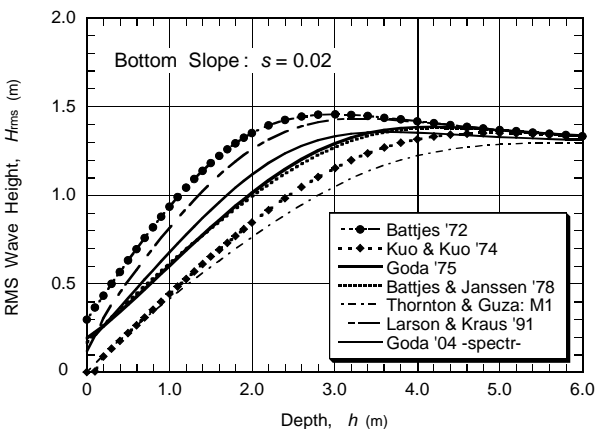


図 - 10 各種砕波変形モデルによる H_{rms} の計算結果 (水底勾配 $s=0.02$)

まず、Battjes (1972) と Kuo・Kuo (1974) のモデルを比べると、後者は前者よりも小さく、その差は最

次に、合田 (1975) モデル、Battjes・Janssen (1978) モデル、および修正合田 (2004) モデルはほぼ同一の波高値を与える。この 3 モデルの計算結果を勾配の影響を受けない Battjes (1972) モデルと Kuo・Kuo (1974) モデルと比べると、水底勾配 $s = 0.10$ の場合には Battjes (1972) モデルとほとんど同じである、水底勾配が緩やかになるにつれて Kuo・Kuo (1974) モデルの結果に近づく。図 - 2 で見られた、波高変化曲線が折れ曲がる Battjes・Janssen (1978) モデルの難点は、図 - 8, 9 では他の曲線に隠されてあまり明瞭でない。なお、Larson・Kraus (1991) モデルは上述の 3 モデルよりも大きな波高を与え、Battjes (1972) モデルに近い。ただし、水底勾配 $s = 0.10$ では Battjes (1972) モデルよりもさらに大きい。

Thornton・Guza (1983) の M1 モデルは全体的に他のモデルよりも低い波高を算出する。水底勾配の影響を取り入れない Kuo・Kuo (1974) と比べると、水底勾配 $s = 0.10$ ではこれよりも波高値が大きいけれども、 $s = 0.05$ ではほぼ同等、 $s = 0.02, 0.01$ ではこれよりも小さくなる。

表 - 3 各種モデルの検証データの概要

モデル	種別	水底勾配	備考
Battjes '72	実験	0.05	単点データ
Kuo・Kuo	現地	緩勾配	
Goda '75	実験・現地	0.10, 0.02	他にバー型
Battjes・Janssen	実験	0.05	
Thornton・Guza	現地	≈ 0.02	
Goda '04	現地	緩勾配	

注：Thornton・Guza の現地勾配は著者ら (1986) による。

なお、このように各種の砕波変形モデルの計算結果が異なる理由の一つとして、実験値との検証ケースが不足していることが考えられる。論文に記載さ

れている理論値の検証データは表 - 3 のようなものである。

砕波変形モデルの差異が大きいのは水底勾配が $s=0.10$ の急勾配と $s=0.01$ の緩勾配の場合であり、中間の $s=0.05$ と 0.02 では差異が比較的小さい。急勾配斜面の実験は合田 (1975) のみであり、他は勾配が中間の場合である。また、砕波帯内の波高の実験値や観測値は変動が大きく、理論値との完全な一致を得ることがむずかしい。このため、ある程度の一致が得られたところで、砕波モデルが検証されたと判断された可能性がある。さらに、各種モデルの定量的比較は今回が初めてであり、モデル間の差異が見過ごされていたといえよう。

4. 1次元海浜断面における沿岸流の計算理論

(1) Longuet-Higgins による基本式と渦動粘性係数

いま 1次元海浜断面、すなわちすべての等深線が直線であつ汀線に平行な地形を考える。本論文ではこうした 1次元海浜断面のみを取り扱う。ただし、岸沖方向の水深変化は任意であり、バー型地形も対象とする。

沿岸方向に一様な地形に波が斜めに入射すると、波は浅水変形と同時に屈折して波向が変化する。波向角を波の進行方向と等深線への垂線とのなす角として定義し、沖波の入射角を θ_0 で表すと、任意の水深における波向 θ は Snell の法則によって式 (25) で与えられる。

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{c}{c_0} \sin \theta_0 \right) \quad (25)$$

ここに、 c および c_0 は任意地点および沖合地点の波速である。

斜め入射波によって惹起される沿岸流は、ラディエーション応力 S_{xy} の岸沖方向の勾配が起動力となり、底面摩擦力 F_y との釣り合いによってその大きさが定まる。沿岸流速を V で表すと、これは次の式 (26) を解くことによって求められる。

$$\frac{dS_{xy}}{dx} - \frac{d}{dx} \left(\rho v h \frac{dV}{dx} \right) + F_y = 0 \quad (26)$$

ここに、 ν は渦動粘性係数である。

沿岸流速を規定する式 (26) は Longuet-Higgins (1970) が提示したものである。式中の第 2 項は水平拡散の効果を表すものであり、彼は渦動粘性係数が何らかの代表長と代表速度の積に比例するとして、次のような表式を提案した。

$$\nu = N |x| (gh)^{1/2} \quad (27)$$

ここに、 N は一つの定数である。

一方、Battjes (1975) は水平拡散のメカニズムについて考察し、水平拡散は乱流運動によるものであり、

そのエネルギーは砕波によって失われるエネルギーが転換されたものであるとした。そして、次元解析によって渦動粘性係数として次式を提案した。

$$\nu = M h \left(\frac{D}{\rho} \right)^{1/3} \quad (28)$$

ここに、 D は単位面積当たりの波エネルギーの減衰率である。また、 M は 1 のオーダーの定数であり、この方式は近年の多くの研究者が採用するところとなっている。

また、Larson・Kraus (1991) は代表速度として底面の水粒子水平速度 u_m 、代表長として波高 H を用いる式 (29) を提案した。

$$\nu = \Lambda u_m H \quad (29)$$

ここに、 u_m は微小振幅波理論により $u_m = \pi H / (T \sinh kh)$ で計算される。また、 Λ は 0.3 ~ 0.5 程度の定数である。式 (27) は渦動粘性係数が沖へ向かって一様に増大する短所があるけれども、この式 (29) では深海域で $u_m = 0$ 、 $\nu = 0$ となり、問題が生じない。

底面摩擦力 F_y に関して Longuet-Higgins は、沿岸流速 V が岸沖方向の波による軌道速度の最大値 u_{\max} に比べて十分に小さいとの仮定の下に、その時間平均値を次のように推定した。

$$\bar{F}_y = \frac{2}{\pi} \rho C_f u_{\max} V \quad (30)$$

ここに、 C_f は底面摩擦係数である。

また、ラディエーション応力 S_{xy} はよく知られているように、波のエネルギー密度 $E = \rho g H_{\text{rms}}^2 / 8$ を用いて次のように表される。

$$S_{xy} = E \frac{c_g}{c} \cos \theta \sin \theta \quad (31)$$

このラディエーション応力 S_{xy} は、波が砕波その他によってエネルギーを失わない限り、一定値を保つ。これは、 $E c_g \cos \theta$ の項が浅水・屈折変形の過程で同一の値を保ち、 $\sin \theta / c$ が式 (25) の Snell の法則によって一定であることから明らかである。

なお、以上の諸式を不規則波に適用する際には、波高として 2 乗平均平方根値 H_{rms} を代入して計算する。

(2) 水平拡散項の取り扱い

上に述べた基本式のうち、水平拡散項ならびに底面摩擦項についてはこれまで多くの議論がなされてきた。1. で述べたように、Longuet-Higgins はこの理論を規則波のデータに適用するに当たって、沿岸流速が砕波点の両側で不連続になるのを避けるために定数 N にかなり大きな値を与え、実験値との適合を図った。しかし、不規則波による沿岸流を計算した Battjes (1974) はこの水平拡散項を取り除いた基本式で計算を行った。Jonsson ほか (1974) はこの取

り扱いを批判したけれども、これは不規則波の特性を理解していなかったためであろう。

規則波と違って不規則波では碎波が徐々に起こり、エネルギー減衰が広い範囲にわたって生じる。したがってラディエーション応力 S_{xy} も岸沖方向に漸変し、水平拡散項を導入しなくとも沿岸流速が滑らかに変化する。Thornton・Guza (1986) は現地における沿岸流速の実測値に彼らの碎波モデルに基づく沿岸流速の理論値を当てはめた結果として、水深が単調に減少する海岸では水平拡散項が不要であると結論している。

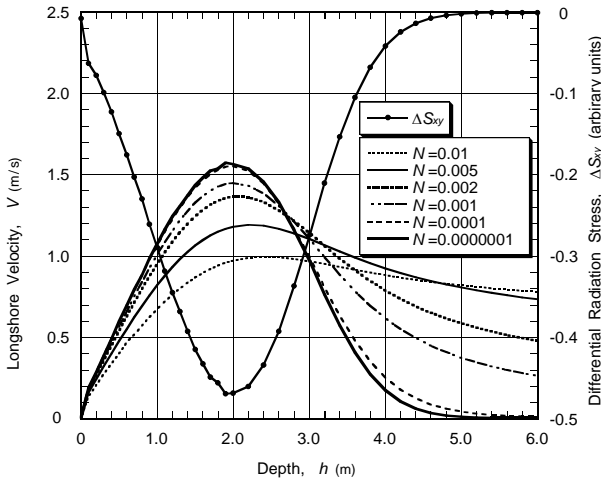


図 - 12 合田モデル (1975) における渦動粘性係数の N による沿岸流速の変化 (水底勾配 $s = 0.05$, 波高 $(H_{1/3})_0 = 2.0\text{m}$, $\theta_0 = 30^\circ$)

また合田・渡辺 (1990, 1991) は、合田 (1975) の碎波モデルで沿岸流速を計算する際に、渦動粘性係数の定数 N を 0 にしてよいことを例示している。図 - 12 は定数 N を $0.1\text{E-}6 \sim 0.01$ の間で変えて沿岸流速を計算した結果である。図中の ΔS_{xy} の曲線は隣り合う格子間のラディエーション応力の差分値であり、これは図の右の座標軸に対応する (数値は相対値)。この差分値 ΔS_{xy} は式 (26) の第 1 項であり、水平拡散項が 0 であれば、沿岸流速 V がこの差分値に比例する。

この計算は水底勾配 $s = 0.05$ のケースであり、波高変化は図 - 1 に示してある。その図では変化が小さくて確認することがむずかしいけれども、碎波減衰が水深 5.0m 付近から始まっており、ラディエーション応力が有意に減少するようになる。沿岸流はこのラディエーション応力の差分値にほぼ比例した速度を持つはずである。しかし、渦動粘性係数の定数 N の値を大きくすると、碎波減衰の生じていない沖側領域まで沿岸流の範囲が広がることになり、現実的ではない。したがって、こうした一様傾斜海岸の沿岸流について Longuet-Higgins (1970) が提案した式 (27) の渦動粘性係数を使う場合には、定数 N をきわめて小さく設定すべきである。

一方、エネルギーの減衰率に着目した Battjes (1975) の提案式 (28) を使うと、定数 M によって沿

岸流速の岸沖分布が図 - 13 のように変化する。定数 M の値を大きくするにつれて、沿岸流速のピーク値が低下して沖側へずれ、碎波帯の外側にも沿岸流が広がっていく。これは水深が 5m 以上でも計算上は微小なエネルギー減衰が発生し、それに水深を乗じて渦動粘性係数を算出するために、渦動粘性係数が有意な値を保持することによる。ただし、Longuet-Higgins (1970) の渦動粘性係数と比べて碎波帯の外側への沿岸流のはみ出しは少なくなっている。水底勾配が 0.05 のときは、定数 M は 0.2 程度以下に抑えて使うならば、沿岸流速のひずみは少なくて済む。

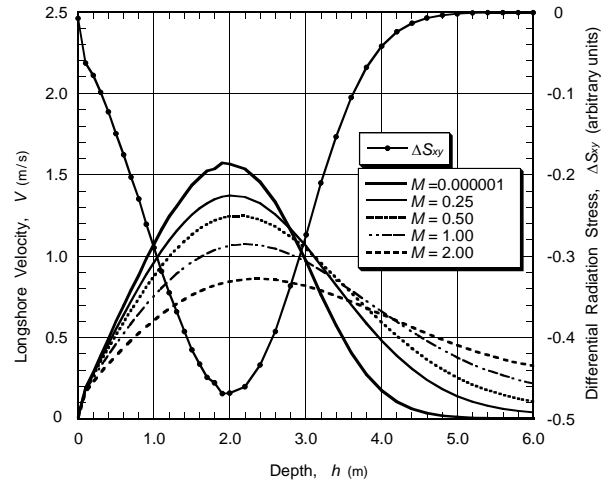


図 - 13 合田モデル (1975) における渦動粘性係数の M による沿岸流速の変化 (水底勾配 $s = 0.05$, 波高 $(H_{1/3})_0 = 2.0\text{m}$, $\theta_0 = 30^\circ$)

また、Larson・Kraus (1991) が提案した式 (29) の渦動粘性係数の場合には、沿岸流速が図 - 14 のようになり、Battjes (1975) の提案式と同様に定数 Λ の値を大きくするにつれて沿岸流の沖側への広がりが顕著になる。

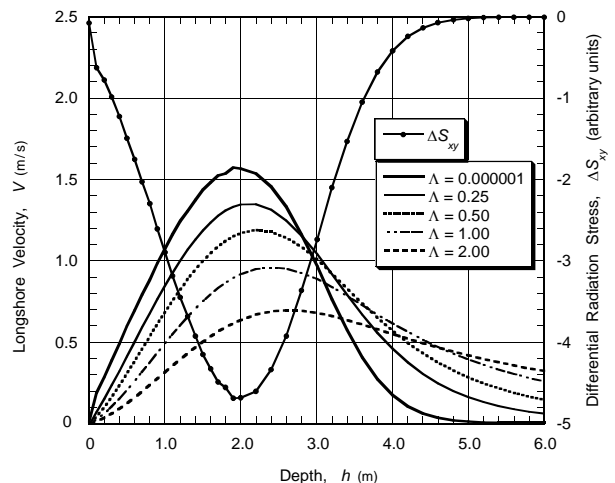
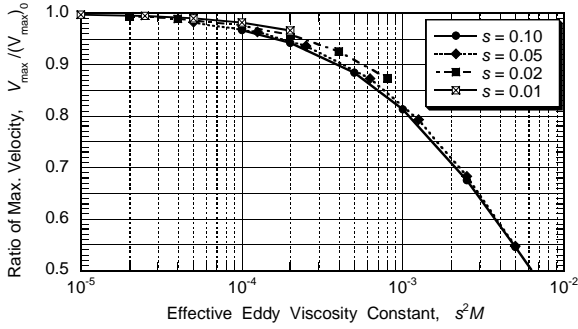


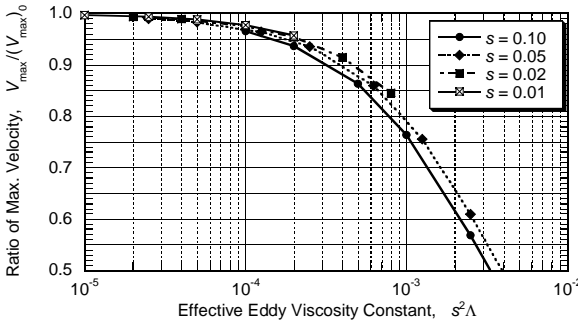
図 - 14 合田モデル (1975) における渦動粘性係数の定数 Λ による沿岸流速の変化 (水底勾配 $s = 0.05$, 波高 $(H_{1/3})_0 = 2.0\text{m}$, $\theta_0 = 30^\circ$)

こうした水平拡散による沿岸流の碎波帯外への広

がりならびに沿岸流速の最大値の減衰は、海底勾配が急なほど著しい。これは沿岸流速の基本式(26)で記述されるように、水平拡散項は距離 x の2回微分として表現される。一定の水深変化量に対する距離は水底勾配が急なほど短いので、水平拡散の効果は水底勾配の2乗に比例すると考えられる。そこで、水平拡散による沿岸流速の変化の指標として、沿岸流速の最大値 V_{\max} と水平拡散が0の場合の流速 $(V_{\max})_0$ との比率を取り上げ、渦動粘性係数の有効定数 s^2M あるいは $s^2\Lambda$ に対してプロットした結果が図 - 15 である。



(a) Battjes (1975) モデル



(b) Larson · Kraus (1991) モデル

図 - 15 水平拡散項による沿岸流速最大値の変化と有効定数 s^2M あるいは $s^2\Lambda$ との関係

この図 - 15 から明らかなように、渦動粘性係数の有効定数が大きくなるにつれて沿岸流速の最大値が急速に減少する。定数 M と Λ の同一の値で比べると、後者を用いる方が流速最大値の減少がやや大きい傾向がある。しかし、いま仮に最大流速の減少率5%、すなわち水平拡散0に対する最大流速比95%を許容値と見なすと、渦動粘性係数の定数は下記の条件以下で設定することが望ましいといえる。

$$\left. \begin{matrix} M \\ \Lambda \end{matrix} \right\} \leq \frac{2 \times 10^{-4}}{s^2} \quad (32)$$

すなわち、 $s = 0.10$ であれば定数値を0.02以下、 $s = 0.05$ であれば0.08以下、 $s = 0.02$ であれば0.5以下、 $s = 0.01$ であれば2.0以下が許容値である。

なお、Battjes · Janssen (1978) の碎波変形モデルで

は、既に図 - 2, 3 で示したように波高変化曲線が折れ曲がる箇所があり、その前後でラディエーション応力 S_{xy} が急変する。水平拡散をある程度大きめにとらないと、沿岸流速の岸沖分布として滑らかな形状が得られない。図 - 16, 17 は水底勾配が $s = 0.05$ の計算例であり、前者は渦動粘性係数として Battjes (1975) による式(28)を用いた場合、後者は Larson · Kraus (1991) による式(29)を用いた場合である。定数値は式(32)の制限を超えて幅広く変化させている。ラディエーション応力 S_{xy} の急変による沿岸流速の不連続性は、定数値0.2程度の渦動粘性係数の導入で解消することができる。

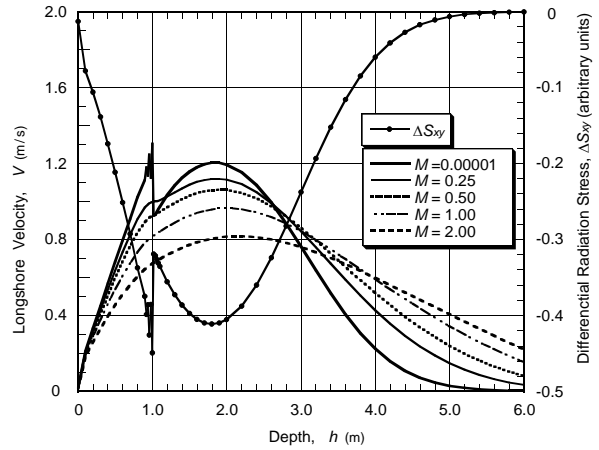


図 - 16 Battjes · Janssen (1978) モデルにおける渦動粘性係数の定数 M による沿岸流速の変化 (水底勾配 $s = 0.05$, 波高 $(H_{1/3})_0 = 2.0\text{m}$, $\theta_0 = 30^\circ$)

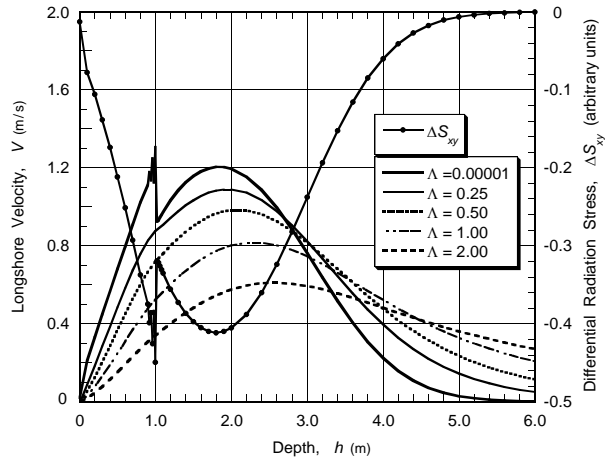


図 - 17 Battjes · Janssen (1978) モデルにおける渦動粘性係数の定数 Λ による沿岸流速の変化 (水底勾配 $s = 0.05$, 波高 $(H_{1/3})_0 = 2.0\text{m}$, $\theta_0 = 30^\circ$)

また水底勾配が $s = 0.10$ の場合には、波高変化曲線の折れ曲がり著しく、その地点でのラディエーション応力 S_{xy} の変化が激しい。このため、沿岸流の碎波帯外への広がりや流速最大値の減衰をある程度許容しつつ、渦動粘性係数の定数 Λ を0.1程度にとる必要がある。

渦動粘性係数の定式化として、Battjes (1975) モデルと Larson・Kraus (1991) モデルとの差異は小さい。もっとも図 - 13と14、図 - 16と17を比べてみると分かるように、後者のモデルでは岸側での流速の減衰がやや目立つ。これは式(28)の渦動粘性係数が岸に近づくにつれて減少するのに対し、式(30)の場合には逆に汀線に向かって渦動粘性係数が増加するためである。この増加は、wave setup の影響によって波高 H_{rms} が汀線においても有意な値を保持するのに対し、水粒子速度 u_m を wave setup を考慮せずに計算したためである。

しかしながら、式(32)の制限を守って水平拡散を導入するのであれば、二つの定式化のどちらを用いても差し支えないと考えられる。Battjes (1975) モデルは理論的な裏付けがあることが利点であり、一方の Larson・Kraus (1991) モデルは計算が容易な点が長所である。特に、離岸堤などの構造物が設置された平面地形場における海浜流の計算を考えると、Battjes (1975) の提案する式(28)のエネルギー減衰率 D の算定がむずかしいケースも生じる。したがって、これ以降の計算においては渦動粘性係数として式(29)を用いることにする。

(3) 底面摩擦力の取り扱い

式(30)はいわゆる線形近似であって、沿岸流速が波による軌道速度の最大値と同等あるいはそれ以上の場合には妥当とはいえなくなる。本来的には水粒子運動と沿岸流のベクトル速度 \bar{u} を用い、 $F_y = \rho C_f |\bar{u}| \bar{u}$ として各瞬時にける値を1周期にわたって計算すべきものである。

海浜流の数値シミュレーションの枠組みを最初に提示した Ebersole・Darlymple (1980) はその方式を採用した。もっとも、それでは演算時間が大幅に長くなるため、いろいろな簡略計算法が工夫されてきた。日本では西村 (1982) が水粒子運動を矩形振動で近似した定式化を行い、これが標準的に用いられている。

海浜流を水位変化も含めて計算する場合にはそうした方式が有効であるが、海浜の2次元断面について沿岸流の分布を求める場合には繰り返し計算が必要となるため、やや面倒である。このため、式(30)の線形解とベクトル速度の積を計算する非線形解の比較がいろいろ試みられてきた。

現地海岸の観測結果を解析した Thornton・Guza (1986) は、線形解と非線形解のそれぞれを適用したときの底面摩擦係数の最適値を求めており、非線形解では最適摩擦係数の値が 0.006 ± 0.0007 、線形解では 0.009 ± 0.001 であった。現地観測条件に対して計算した沿岸流速の岸沖分布を見る限り、両者に有意な差は認められない。その後、Larson・Kraus (1991) はバー型地形の沿岸流を計算する際に、底面摩擦項の線形解と非線形解の差異について詳しく吟味しており、その結果から線形解でも底面摩擦係数を2倍程度まで高上げすれば利用できることを示唆している。実際に、Reniers・Battjes (1997) は固定床のバー

型地形の沿岸流実験において、線形解で摩擦係数を0.015とした場合と非線形解で摩擦係数を0.007にした場合とで、沿岸流速の岸沖分布の計算結果がほぼ同じになることを示している。

なお、Feddersen ほか (2000) は、Duck94 プロジェクトで得られた詳細な流速観測データに基づいて瞬時流速の積の平均値を求め、各種の計算方式の誤差を検討した。その結果、線形解では算定誤差が大きく、次のような非線形解を用いたときの誤差が小さかったと報じている。

$$F_y = C_f \left\{ \begin{array}{l} \sigma_T \bar{v} [1.16^2 + (\bar{v}/\sigma_T)^2]^{1/2} \\ 0.66\sigma_T \bar{v} + 0.87|\bar{v}| \bar{v} \end{array} \right. \quad (33)$$

ここに、 \bar{v} は沿岸方向の変動流速の平均値、 $\sigma_T^2 = \sigma_u^2 + \sigma_v^2$ は岸沖・沿岸方向の流速変動の分散である。現地海岸では沿岸方向の流れも時間的に変動するため、 σ_v^2 は有意な大きさを持つ。ただし、数値計算では沿岸方向の流れが定常であるとみなすので、 $\sigma_T = \sigma_u = u_{rms} = (2/\pi)u_{max}$ と算定される。

このように研究成果はさまざまであるけれども、次章に述べるように沿岸流速の計算値は、ラディエーション応力 S_{xy} の岸沖変化を求める際に使用する砕波モデルによって大きく異なってくる。また、後述するサーフェース・ローラーへのエネルギー転換率の見積もりにも影響される。その意味で、底面摩擦力の線形解と非線形解の差異はむしろ小さなものでしかなく、それも摩擦係数の値の設定によって処理できる範囲のものとして判断される。

水平拡散項が無視できる場合には、式(26)と(30)を比べると分かるように、沿岸流速の値は線形摩擦係数の値に反比例する。非線形解の場合には若干異なるであろうけれども、基本的に摩擦係数の値に逆比例する関係は変わらない。したがって、沿岸流の計算においては底面摩擦係数 C_f 、渦動粘性係数の定数 Λ および後述のサーフェース・ローラーへのエネルギー転換率 α の三つが計算パラメータであり、使用する砕波変形モデルに応じてもっとも適切な値を選定する必要がある。

本論文ではすべて式(30)の線形解を使用する。その際の水底軌道流速の最大値 u_{max} としては、不規則波中の平均波高 H_{mean} に相当する規則波の値を使用する。

5. 一様傾斜海浜における沿岸流に対する砕波変形モデルの影響

ここでは、まず一様傾斜海浜における沿岸流速の岸沖分布が砕波変形モデルによってどのように異なるかを比較する。バー型海浜の場合には6.で述べるように、砕波前面に発生するサーフェース・ローラーの運動量輸送の作用によって沿岸流速のピークが岸側へし、ピーク値が増大する。ただし、これまでの沿岸流の理論は必ずしもサーフェース・ロー

ラーの効果を考慮しないものも多いので、本節ではこれを含めないときの碎波変形モデルによる沿岸流の差異を比較する。

先に表 - 1 で紹介した 7 種類の碎波変形モデルを用いて、水底勾配が $s = 0.10, 0.05, 0.02$ および 0.01 の場合について沿岸流速の岸沖分布を比較した結果を図 - 18 ~ 21 に示す。入射波高は $(H_{1/3})_0 = 2.0 \text{ m}$ ，入射角は $\theta_0 = 30^\circ$ である。また、水平拡散項については、Larson・Kraus (1991) による式 (29) の渦動粘性係数を用い、定数を $\Lambda = 0.1\text{E-}5$ に設定して計算を行った。ただし、Battjes・Janssen (1978) モデルについては $\Lambda = 0.01$ を用いた。

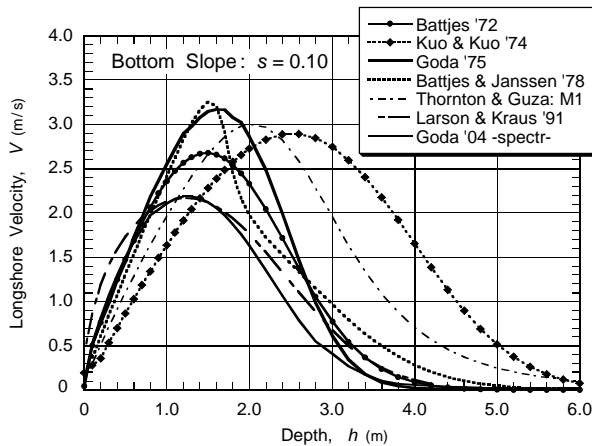


図 - 18 各種碎波変形モデルによる沿岸流速の計算結果 (水底勾配 $s = 0.10$)

図 - 18 ~ 21 の結果は、不規則波による沿岸流速が使用する碎波変形モデルによって大きく異なることを明らかにしている。流速のピーク値は 3 割程度の違いであるけれども、ピークの出現位置は碎波モデルの特性に依存している。水深の大きな沖側で早くから碎波変形が始まるモデルを用いると、沿岸流速のピークが沖側に現れ、沿岸流が広い範囲に現れるという予測結果となる。逆に、碎波による波高減衰が岸近くまで始まらないモデルでは、沿岸流のピークが岸側にあり、沿岸流の広がる範囲が狭くなる。

碎波変形モデルごとに比べると、Kuo・Kuo (1974) と Thornton・Guza (1986) のモデルが類似した傾向を示している。いずれも沿岸流が沖側まで広がっており、ピークの位置も他のモデルよりも沖側である。後者は水底勾配が緩やかになるにつれて、沿岸流速の沖側への広がりが顕著になる。Goda (1975) のモデルは水底勾配が急なときには沿岸流速の分布が岸に寄っているけれども、水底勾配が緩やかになるにつれて沖へ移動し、水底勾配 $s = 0.01$ では Kuo・Kuo (1974) とほぼ同じになる。

最初の碎波変形モデルである Battjes (1972) のモデルと Kuo・Kuo (1974) のモデルは碎波変形が水底勾配の影響を受けないので、沿岸流速のピークの位置が一定であり、流速が水底勾配にほぼ比例して減少する。

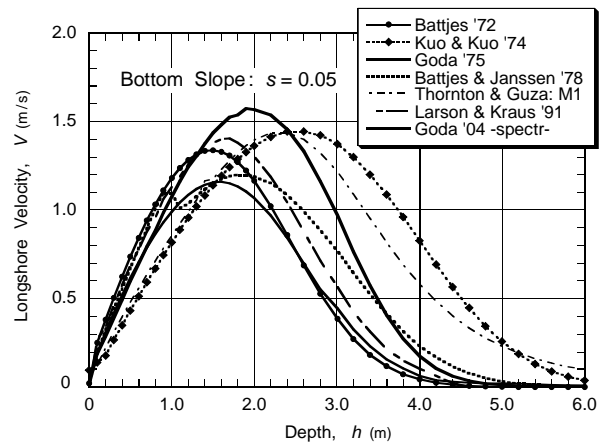


図 - 19 各種碎波変形モデルによる沿岸流速の計算結果 (水底勾配 $s = 0.05$)

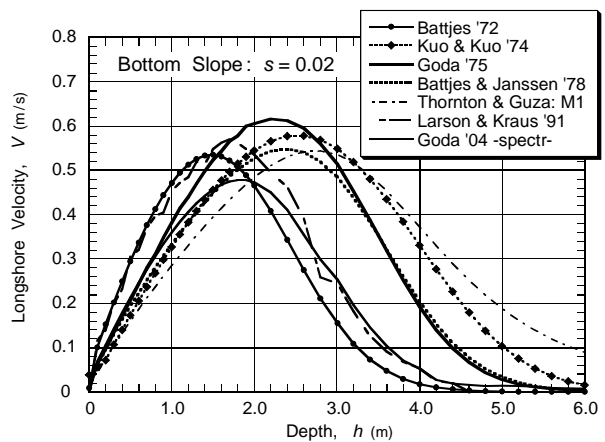


図 - 20 各種碎波変形モデルによる沿岸流速の計算結果 (水底勾配 $s = 0.02$)

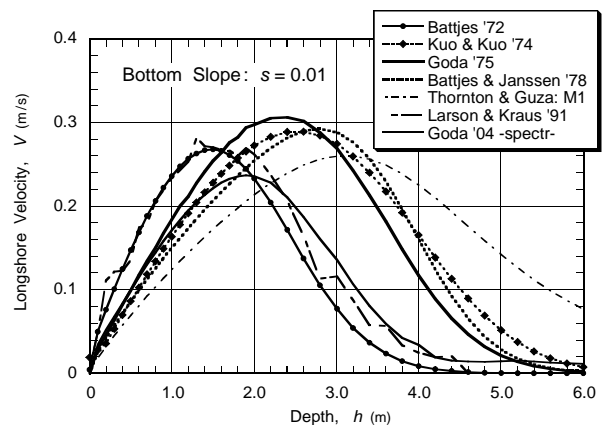


図 - 21 各種碎波変形モデルによる沿岸流速の計算結果 (水底勾配 $s = 0.01$)

跳水ボア-の理論を援用した Battjes・Janssen (1978) のモデルは Goda (1975) のモデルにかなり近い結果を与える。ただし先に図 - 16, 17 で例示したように、水底勾配 $s = 0.10$ と 0.05 の場合にはラディエーション応力急変の影響を水平拡散項によって緩和しているため、流速分布の形状に偏りが見られる。

Larson・Kraus (1991) モデルは波高変化が Battjes (1972) と類似していたこともあって、沿岸流速も似た結果を与える。ただし、水底勾配 $s = 0.10$ では流速分布がさらに汀線寄りとなっている。この砕波変形モデルについては 3 (2) で述べたように成分波数 200 個を用い、さらに波高の場所的变化をフィルターで平滑化したにもかかわらず、沿岸流速の岸沖分布が波打つ傾向が見られる。特に水底勾配が小さいときに著しい。

波浪スペクトルを導入した合田モデル (2004) は沿岸流速のピーク値が低く、岸沖分布もやや岸よりの傾向がある。Goda (1975) とはかなりの差異が見られる。これは後者が単一周期の不規則波を対象にしていることが一つの原因であると考えられる。

このように、砕波モデルによる沿岸流速の差異は砕波帯内の波高変化よりもさらに大きなものとなる。したがって、沿岸流を含む海浜流システムの計算に当たっては採択する不規則砕波変形モデルの特性について吟味し、現地あるいは室内実験による沿岸流速のデータで十分に検証することが必要である。

6. サーフエースローラーを考慮した沿岸流の計算

前節までの計算では、砕波による波高の減衰率が最大 (ラディエーション応力 S_{xy} の勾配が最大) の地点で沿岸流速が最大となる。したがって、バー型海浜ではバーの頂部で最大流速が期待される。しかし、米国で 1990 年に実施された DELILAH プロジェクトや、茨城県波崎海岸に港湾技術研究所が所有する観測棧橋の測定結果 (Kuriyama・Ozaki, 1993) では、むしろバーの内側のトラフ部で沿岸流速が最大となることが報告された。

沿岸流速のピーク発現位置がずれる原因についていろいろ検討された結果、今では砕波の前面に形成されるサーフェース・ローラー (SR と略記) の働きによると理解されている。この SR は 2 次元水路内の戻り流れ速度の岸沖分布や wave setup にも影響を与える (たとえば Dally・Brown, 1995)。

SR の概念は Svendsen (1984a, b) が提唱したものである。砕波、特に崩れ波を観察すると、砕波の始まりは波頂部の小さな巻き込みとそこでの白い気泡の発生であり、砕波した波が岸へ進むにつれて白い泡の部分が広がっていく。この白く泡立っている部分は内部で水が渦巻いており、それによって Surface Roller (SR) と名付けられた。そのプロセスから明らかなように、波高最大の砕波点では SR が生まれただけであり、SR が最大となるのは波がある程度進行してからである。SR がその後次第に減衰して消滅すると、砕波後の波の再生となる。

SR は波とともに波速 c で前進する。その面積を A_{sr} で表示すると、1 波平均の運動エネルギー E_{sr} は次のように表される (Svendsen 1984a)。

$$E_{sr} = \frac{\rho A_{sr} c}{2T} \quad (34)$$

この SR のエネルギーは砕波によって失われる波のエネルギーフラックスの一部が転換されたものであり、Tajima・Madsen (2003) は Dally・Brown (1995) の表式を修正した次のエネルギー平衡方程式を提示している。

$$\alpha \nabla (E c_g \bar{n}) + \nabla (E_{sr} c \bar{n}) = -\frac{K_{sr}}{h} E_r c \quad (35)$$

ここに、 α は定数であって 0 と 1 の間の値をとり、 $\bar{n} = (\cos \theta, \sin \theta)$ は波向の成分ベクトル、 K_{sr} は SR の減衰定数である。左辺第 1 項に定数 α が乗じられているのは、砕波によるエネルギーフラックス減少率の全てではなく、その一部だけが SR に転化すると Tajima・Madsen が想定したことによる。 α はその意味で、波から SR へのエネルギー転換率と呼ぶことができる。彼らは具体的には $\alpha = 0.5$ の値を用いて各種の実験データとよい一致を得ている。また、減衰定数は Dally・Brown が推奨する $K_{sr} = 0.2$ ではなく、次式のように底面勾配 s の関数による値を用いている (原式を変形)。Tajima・Madsen (2002) は砕波による波エネルギーの減衰を式 (16) の Dally 型減衰関数で評価しており、 K_{sr} としてそこで用いる定数 K_b と同じ値を採用したものである。

$$K_{sr} = \frac{5 (0.3 + 4s)^2}{16 (0.3 + 2s)} \quad (36)$$

なお本論文では K_{sr} として上式ではなく、修正合田モデル (2004) に使用する式 (24) の K_b と同じ値を用いる。

式 (31) を SR の面積 A_{sr} に関する式に書き改めると、次のようになる。ただし、ここでは沿岸方向に一樣な 1 次元地形を想定しているので、波エネルギー E および SR の運動エネルギー E_{sr} は沿岸方向の勾配が 0 の場合である。

$$\alpha \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{8} \rho g H^2 c_g \cos \theta \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho A_{sr}}{2T} c^2 \cos \theta \right) = -\frac{K_{sr}}{h} \frac{\rho A_{sr}}{2T} c^2 \quad (37)$$

SR の面積 A_{sr} はこの式を砕波帯の外側で $A_{sr} = 0$ の境界条件を与え、岸へ向かって格子点を順番に解くことによって求められる。具体的な計算式は次の通りである。

$$A_{sr} = \frac{gT h_{i+1}}{c_{i+1}^2 (h_{i+1} \cos \theta_{i+1} + \Delta x K_{sr} / 2)} \times \left\{ \alpha \frac{1}{4} \left[(H^2 c_g \cos \theta)_i - (H^2 c_g \cos \theta)_{i+1} \right] + \frac{c_i^2}{gT} A_{sr} \left[\cos \theta - \frac{1}{2} \Delta x \frac{K_{sr}}{h_i} \right] \right\} \quad (38)$$

ここに、 Δx は格子間距離であり、式 (37) の右辺は格子 i および $i+1$ の 2 地点の値の平均値として評価している。

この差分式に従って計算を行うと、砕波帯の中で SR の面積 A_{sr} が次第に増加して最大となり、その後次第に減少することが確かめられる。

沿岸流速の計算式である式 (26) には、SR に起因する項が追加されて次のようになる。

$$\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (E_{sr} \sin 2\theta) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho v_t h \frac{\partial V}{\partial x} \right) + F_y = 0 \quad (39)$$

この第 2 項は Ruessink et al. (2001) が与えたものと同一である。この項は、砕波帯に入ればばらくは正の値 (A_{sr} が増加) をとり、中間から汀線にかけて負の値 (A_{sr} が減少) をとる。一方、第 1 項は既に図 - 12 その他で示したように常に負の値である。第 1 項が負の最大値をとる地点では第 2 項がまだ正の値を保っており、両者の合計が負の最大値をとるのはそれよりも岸側にある距離を進んだ地点である。すなわち、沿岸流速のピークはラディエーション応力の勾配が最大となる地点よりも岸側へずれるのである。

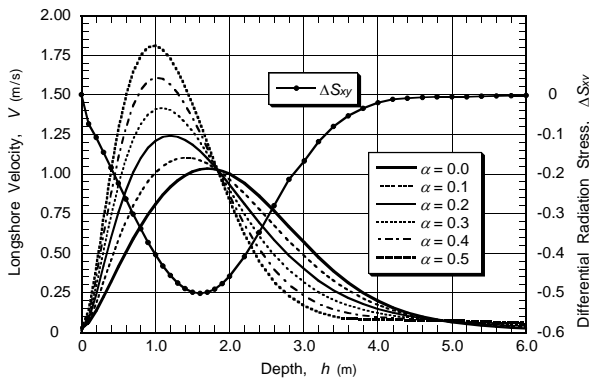


図 - 22 修正合田モデルにおけるサーフェース・ローラーへのエネルギー転換率 α による沿岸流速の変化 (水底勾配 $s = 0.05$, 波高 $(H_{1/3})_0 = 2.0$ m, $\theta_0 = 30^\circ$)

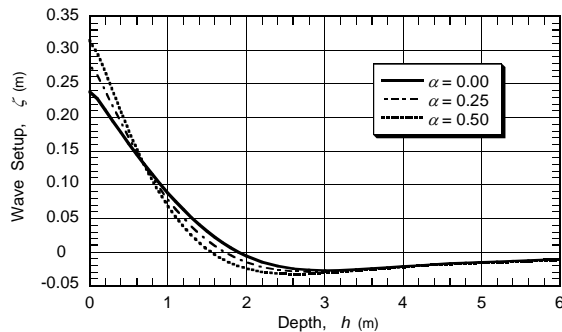


図 - 23 修正合田モデルにおける渦動粘性係数の Λ による wave setup の相違 (水底勾配 $s = 0.05$, 波高 $(H_{1/3})_0 = 2.0$ m, $\theta_0 = 30^\circ$)

SR は沿岸流速だけでなく、wave setup にも影響

を与える。Tajima・Madsen (2003) は SR を考慮した 2 次元平面場における運動量方程式を与えているので、wave setup の計算式を導くと次のようになる。

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = -\frac{1}{(h + \bar{\eta})} \left[\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (2E_{sr} \cos^2 \theta) \right] \quad (40)$$

実際に水底勾配 $s = 0.05$ の一様斜面における沿岸流速を計算したのが図 - 22 である。波は図 - 15 と同じく、波高 $(H_{1/3})_0 = 2.0$ m, 入射角 $\theta_0 = 30^\circ$ である。渦動粘性係数としては式 (29) を用い、 $\Lambda = 0.25$ としている。図から明らかなように、SR へのエネルギー転換率 α を 0 から 0.5 に高めるにつれて沿岸流速のピークが岸側へ移動するとともに、ピーク値が大きくなる。この計算例からみる限り、 α を 0.5 以上に高めることは、沿岸流速の分布を極端にひずめることになり、あまり適当とは思われない。Tajima・Madsen (2003) が実験値との比較に当たって $\alpha = 0.5$ の値を用いたこともうなずける。

また、この計算において得られた wave setup を表示したのが図 - 23 である。SR へのエネルギー転換率が高まるにつれて、wave setdown の範囲が水深の小さな地点まで広がり、wave setup はより狭い範囲に限定されるために、その勾配が大きくなり、結果として汀線における水位上昇量が高くなるのが分かる。

7. 沿岸流の室内実験値と修正合田モデルとの比較

以上に紹介したように、沿岸流速の計算値は使用する砕波変形モデルに大きく影響されるとともに、その岸沖分布の形状はサーフェース・ローラーへのエネルギー転換率と渦動粘性係数の設定値によって変わり、流速の絶対値は底面摩擦係数にほぼ反比例する。したがって、特定の砕波変形モデルを選択したとしても、そのモデルに最適なエネルギー転換率、渦動粘性係数、および底面摩擦係数の最適値を見いだすことは容易でない。まして、種々の砕波変形モデルに基づく複数の沿岸流モデルの相互比較は大変な作業となる。本節と次節では、とりあえず修正合田モデル (2004) を室内実験および現地観測による沿岸流速のデータに適用した結果について報告する。ただし、以下においてはこのモデルを PEGBIS モデルと略称する。

なお、砕波限界を規定する定数は、室内実験については $C_b = 0.08$ を用い、現地観測については $C_b = 0.07$ あるいは 0.06 を使用した。また、渦動粘性係数の定数については先に式 (32) の条件を提案したけれども、室内実験および現地観測に対する比較においては、やや恣意的に選択した値を用いている。

沿岸流に関する平面実験は規則波については幾つもの報告があるけれども、不規則波による実験はあまり多くない。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)の固定床実験とWang et al.(2002)による移動床実験,ならびにデルフト工科大学の平面水槽でReniers・Battjes(1997)が行ったコンクリート床のバー型地形の実験などである。

まず,Hamilton・Ebersole(2001)の勾配 $s = 1/30$ の一様勾配斜面(コンクリート製)における実験結果について検討した結果を図-24に示す。図の上半分は波高の比較である。実験値は $H_{m0} = 4.0\eta_{rms}$ として推定した有義波高(η_{rms} は波形の2乗平均平方根値),計算は波高の確率密度分布から求めた $H_{1/3}$ である。波のスペクトルはTMA型を使用したとのことであるが,計算ではJONSWAP型とし,スペクトルピークの尖鋭度を実験と同じ $\gamma = 3.3$ を使用した。計算値が若干低めであるけれども,ほぼ実験結果を再現している。

図の下半分は沿岸流速の実験値と計算値の比較である。計算では,渦動粘性係数の定数を $\Lambda = 0.05$ と小さく設定し,底面摩擦係数を $C_f = 0.007$ として,サーフェス・ローラーへのエネルギー転換率については $\alpha = 0.0, 0.25$ および 0.50 の3通りを試みた。図で明らかなように,エネルギー転換率を $\alpha = 0.50$ とすることによって,実験値とよく一致する計算結果が得られる。

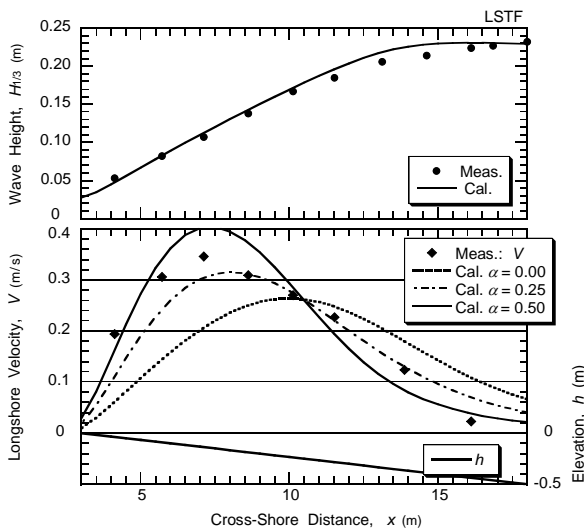


図-24 LSTFの実験値とPEGBISモデルとの比較(水底勾配 $s = 1/30$, 波高 $(H_{1/3})_0 = 0.24$ m, $T_p = 2.5$ s, $\theta_0 = 17.3^\circ$; $\Lambda = 0.05$, $C_f = 0.007$)

次に, Reniers・Battjes(1997)によるバー型海浜地形(コンクリート製)における実験結果と計算値の比較を図-25に示す。波高については修正合田モデルによる計算値が実験データとよく一致している。なお,海底地形,波高・流速の実験値は論文中の図面の拡大コピーから読みとった。波高は測線ごとの値がプロットされていたが,目視によって平均と思われる値を採択した。

流速の岸沖分布は,エネルギー転換率 α を0から0.5に増すにつれて流速のピーク値が増大して岸へ

移動し,実験結果に近づく。ただし,ピークの岸側で実験値が緩やかに減衰するのに対し,計算値は減衰が早い傾向がある。また,流速の絶対値を合わせるために底面摩擦係数を $C_f = 0.025$ と設定したけれども,これはReniers・Battjes(1997)が用いた0.015の値と比べて過大である。底面摩擦係数が推定の物理的条件だけでなく,砕波変形モデルにも依存することを示唆している。

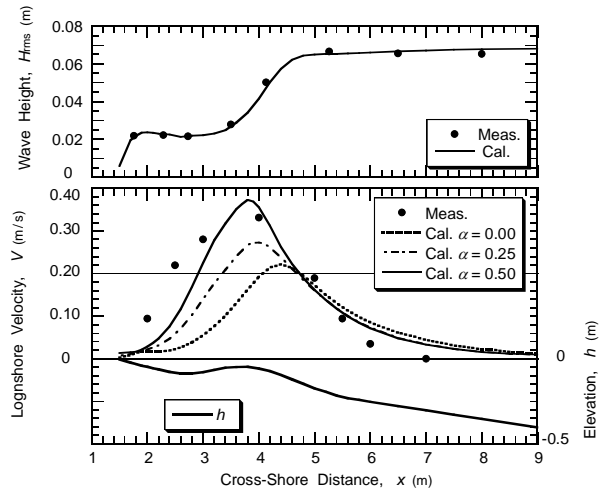


図-25 Reniers・Battjes(1997)の実験値とPEGBISモデルとの比較(波高 $(H_{1/3})_0 = 0.101$ m, $T_p = 1.2$ s, $\theta_0 = 30^\circ$; $\Lambda = 0.05$, $C_f = 0.025$)

次に図-26,27はWang et al.(2002)による移動床実験との比較である。底質は中央粒径0.15 mmの石英砂であり,浮遊漂砂量の測定が主目的であった。地形,波高,および沿岸流速は論文中の図面の拡大コピーから読みとった。また,沖側の入射波高は論文に記載されている値と若干変えている。巻波型砕波については,砕波限界の定数をやや低めて $C_b = 0.07$ とした。

崩れ波型砕波の図-26の場合には,波形勾配が0.077と大きく,通常の風波の0.04程度を大幅に超えている。PEGBISモデルによる変形計算では砕波による減衰が大きく,実験値をかなり下回る。それでも沿岸流速の計算値は,エネルギー転換率が $\alpha = 0.50$ のときに実験値とかなりよく合っている。ただし,汀線近くで沿岸流速が急増する現象は説明困難である。これはこの実験に特有な現象ではないかと思われる。

巻き波形砕波の図-27の場合には,波高の岸沖分布は計算値がやや大きめであるけれども,ほぼ合っていると見える。沿岸流速についても,汀線近くの流速増大を除けば計算値が実験値にかなり近い。

なおこの移動床の地形では,サーフェス・ローラーへのエネルギー転換率を増しても岸沖流速のピーク値があまり増加しない。図-25の場合と比べて波高の減衰が緩やかなためかもしれない。

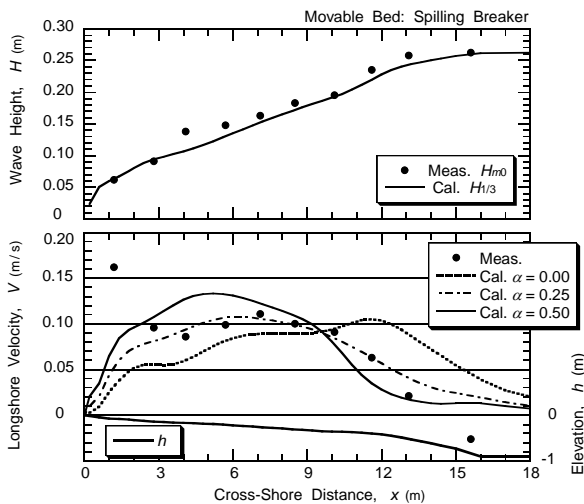


図 - 26 Wang et al. (2002) の崩れ波型碎波による実験値とPEGBISモデルとの比較 (波高 $H_{1/3}=0.270\text{m}$, $T_p=1.5\text{s}$, $\theta_0=10^\circ$; $\Lambda=0.10$, $C_f=0.020$)

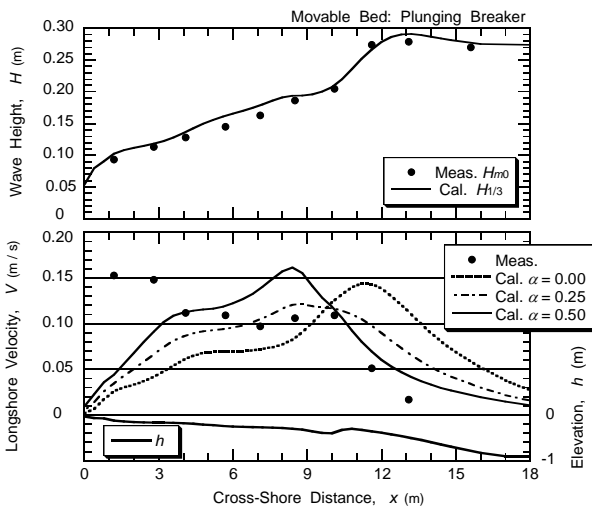


図 - 27 Wang et al. (2002) の巻き波型碎波による実験値とPEGBISモデルとの比較 (波高 $H_{1/3}=0.280\text{m}$, $T_p=3.0\text{s}$, $\theta_0=10^\circ$; $\Lambda=0.10$, $C_f=0.020$)

なお、以上の図 - 24 ~ 27 の室内実験値に対しては、渦動粘性係数の定数を $\Lambda = 0.05 \sim 0.10$ と小さく設定している。この定数を大きくして水平拡散の効果を増大させると、碎波帯の沖側で沿岸流速が急減する状況を再現できない。次節に述べる現地観測値に対しては、渦動粘性係数を大きくとらないと適切な計算値が得られない。室内実験と現地との水域の乱れの状況に差異があることを示唆している。

8. 沿岸流の現地観測値とPEGBISモデルとの比較

沿岸流に関する現地観測値として検討可能なものとして、まず 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月に実施したデータがある。彼らは5日間の観測結果を用いて沿岸流の理論値との比較を報告

しており、Goda・Watanabe (1991) はそのうちの3日間のデータを使って沿岸流速推定の経験式を検証している。

この海浜は平均海底勾配が $0.03 \sim 0.06$ でほぼ一様に傾斜しており、また南西側はチャンネル諸島、北西側はコンセプション岬に遮られ、波の入射角が $\pm 9^\circ$ の狭い範囲に限定されている。Thornton・Guza (1986) は海浜地形を直線で近似したときの勾配を表 - 4 のように与えており、砂浜海岸としてはかなり急勾配といえる。ただし、計算に当たっては論文中の海浜断面図 (これを記載した Fig. 2 の縦スケールは2倍で誤記されている) から読みとった地形を用いた。計算に用いた波浪条件を表 - 4 に記載する。ただし、波浪スペクトルの情報は不明なので、波形勾配が $0.0025 \sim 0.0028$ の極めて小さい典型的なうねりであることを勘案し、JONSWAP型周波数スペクトルの $\gamma=7$ 、光易型方向関数の $s_{\max}=100$ を仮定した。

表 - 4 Leadbetter Beach のデータに対する計算入力条件

Date	s	$(H_{1/3})_0$ (m)	T_p (s)	α_0 ($^\circ$)	γ	s_{\max}
03 Feb.	0.044	0.716	14.3	43.7	7.0	200
04 Feb.	0.038	0.794	14.3	49.2	7.0	200
05 Feb.	0.035	0.614	12.8	42.1	7.0	200

注: γ は周波数スペクトルのピークの尖鋭度である。

PEGBIS モデルによる計算結果を観測値と比較したものが図 - 28 である。この際の碎波限界の定数としては、標準値の 75% に相当する $C_b = 0.06$ ($C_b' = 0.0525$) の値を使用した。これは観測で得られた波高が顕著な碎波減衰を示しており、それに適合させるように調整したものである。これによって波高の計算値は観測結果にほぼ合致するようになった。ただし、2月4日については計算値が観測波高よりもまだ高めである。

沿岸流の計算では、波からサーフェス・ローラーへのエネルギー転換率を3通りに変えてみた。観測値は原図の拡大コピーから読みとったものである。サーフェス・ローラーを考慮しない場合には、沿岸流速のピークが観測値よりも沖側に出現してしまう。エネルギー転換率を $\alpha = 0.25$ とすると計算値が観測結果とほぼ一致する。転換率を $\alpha = 0.50$ にすると、沿岸流速のピーク値が過大となる。

実験室内のデータである図 - 24, 25 のケースで $\alpha = 0.50$ がよく適合したのに対し、Leadbetter Beach では $\alpha = 0.25$ の値が適合するのは、来襲波浪が典型的なうねりであって碎波形式が巻き波型であったためではないかと推察される。サーフェス・ローラーの概念は、もともと崩れ波型碎波の観察から発想されたものである。巻き波の場合には大規模な水平渦を作り、短い距離で急激に波エネルギーが失われる。このため、サーフェス・ローラーに移行するエネルギーが比較的少なく、したがってエネルギー転換率が小さな値にとどまると考えられる。室内実験で巻き波型碎波を対象とした図 - 27 では、地

形の影響もあるのかエネルギー転換率による差異が小さく、明確な結論が得られない。

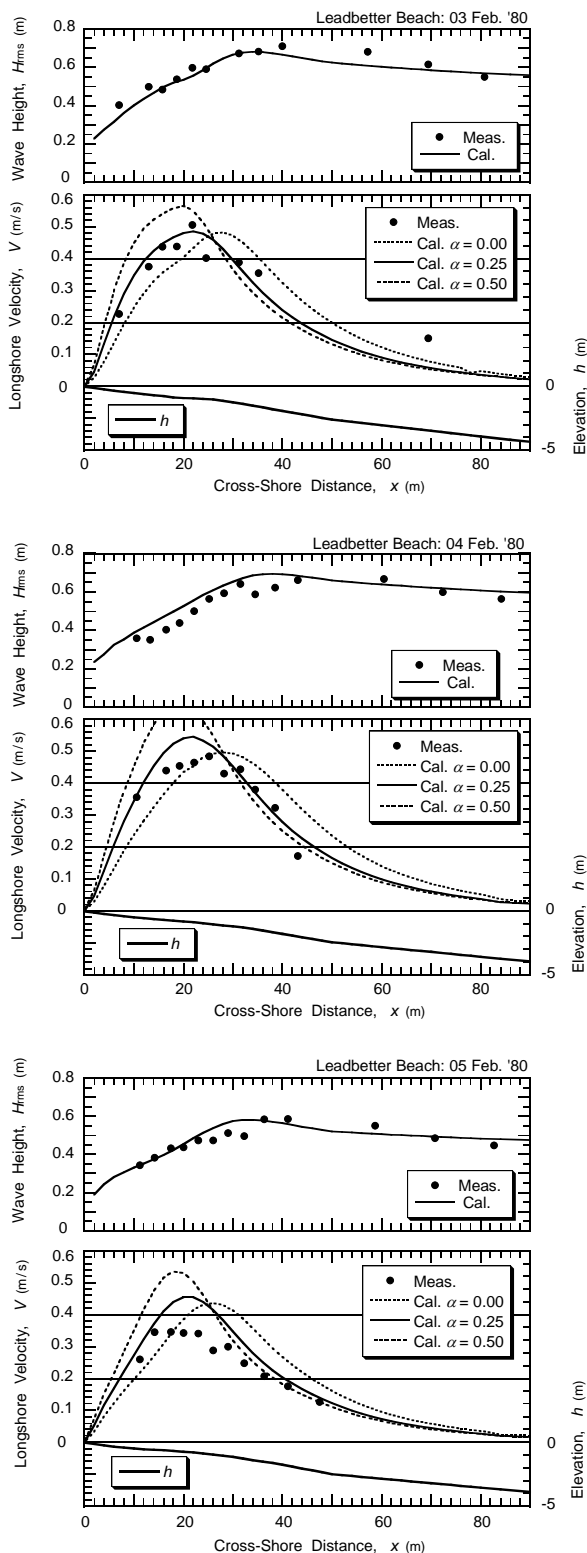


図 - 28 Leadbetter Beach における波高と沿岸流速の観測値と PEGBIS モデルとの比較 ($\Lambda = 0.50$, $C_f = 0.0070$)

なお、Thornton・Guza (1986) の原論文では波高については計算値が観測値と合致しているものの、沿岸流速は観測値よりも岸側へずれる傾向が見られ、

ここに示す図 - 28 の計算値よりも適合度が劣る。図 - 18 ~ 21 に示した沿岸流速の岸沖分布の傾向とは異なっており、その理由はよく分からない。

表 - 5 DELILAH プロジェクトに対する計算入力条件

Date	$(H_{1/3})_0$ (m)	T_p (s)	α_0 (°)	γ	s_{max}
09 Oct.	0.95	10.3	39	3.3	50
11 Oct.	1.55	8.6	39	3.3	50
14 Oct..	1.15	12.0	20	3.3	100

海浜地形が複雑になってバー型海浜となった場所での現地観測の事例が 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 プロジェクトである。この観測データを解析した論文は数編発表されている。たとえば、Thornton・Kim (1993) は潮位変動によって沿岸流速と波高が変調する状況を 3 週間の連続データを用いて解析し、そのうち 10 月 7, 9, 11 日については潮位が Low, Mid, High のときの波高と沿岸流速の岸沖分布を図示している。また、Smith et al. (1993) は 10 月 14 日の 3 時間ごとの観測値を解析し、沿岸流速がトラフの中央でピーク値を示す原因を乱流運動エネルギーで説明しようとした。

ここでは、この二つの論文からの図面から表 - 5 に示す 3 日間についてのデータ (09 Oct. と 11 Oct. は Mid tide, 14 Oct. は 22:00) を読み取り、PEGBIS モデルによる計算を試みた。なお、スペクトルのピーク尖鋭度 γ と方向分散パラメータ s_{max} はやや恣意的に設定した。また、潮位は若干調整した。

計算結果を観測値と比較してまとめて示したのが図 - 29 である。ここでは、渦動粘性係数の定数の影響を見るために、 $\Lambda = 0.3$ と 0.5 の場合を比較している。結果として、この海岸の事例では差異はあまり大きくない。波高については計算値が観測値にほぼ一致する。しかし、沿岸流速に関しては適合しているとは言い難い。10 月 11 日のデータでは沿岸流速のピークがやや合っているけれども、現地では碎波帯の沖で強い流れがある。10 月 9 日と 14 日のデータでは、観測された沿岸流速のピークが計算で予測される地点よりも岸で発生している。

このように計算値が観測結果をうまく説明できないのは、このプロジェクトが開放された海岸で行われたため、ラディエーション応力とサーフェス・ローラー以外の要因が働くことが多かったのではないと思われる。Reniers et al. (1995) はこうした観点から解析を進め、碎波による平均水の変化 (wave setup) が沿岸方向に一様でないために水位勾配が生じ、この圧力勾配がトラフにおける流速増大をもたらしたことを 10 月 10 日のデータで例証している。

次に示すのは、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棧橋で観測されたデータである。このデータは Kuriyama・Ozaki (1993) が自らの数値モデルと比較・検討しており、今回は同研究所栗山善昭漂砂研究室長からデータを提供していただいた。

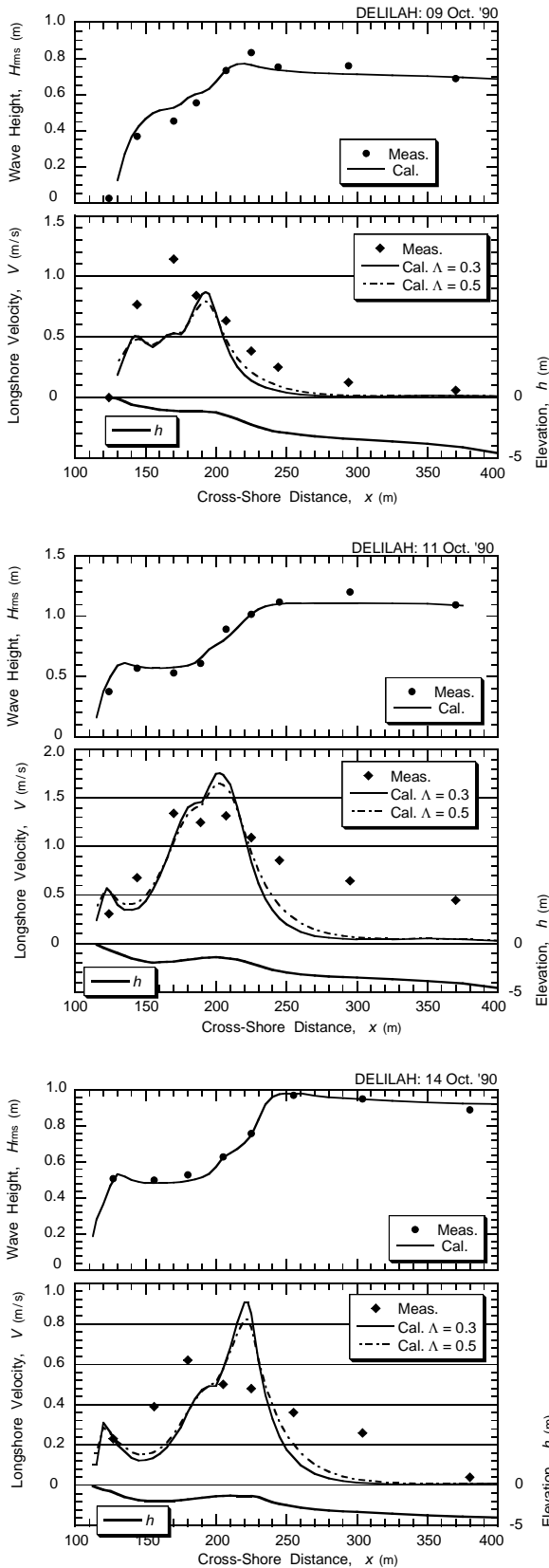


図 - 29 DELILAH プロジェクトにおける波高と沿岸流速の観測値とPEGBISモデルとの比較 ($\alpha = 0.50$, $C_f = 0.0075$)

海浜地形は沿岸方向に若干の変化が見られるので、ここでは栈橋の両側各 30m の 7 測線の平均水深を用いた。このデータに対して PEGBIS モデルで計算

したときの入力条件は表 - 6 の通りである。なお、沖波波高については栈橋先端付近の計算値が観測値に合うように、試行錯誤で選んでいる。また、底摩擦係数は他の現地海岸と同様に $C_f = 0.0075$ を設定した。

表 - 6 波崎海岸データに対する計算入力条件

Date	$(H_{1/3})_0$ (m)	T_p (s)	α_0 ($^\circ$)	γ	δ_{max}
24 Mar. '89	1.65	12.32	20	2.0	50
28 Mar. '89	2.35	9.75	25	2.0	25
04 Apr. '89	1.70	9.24	10	2.0	40

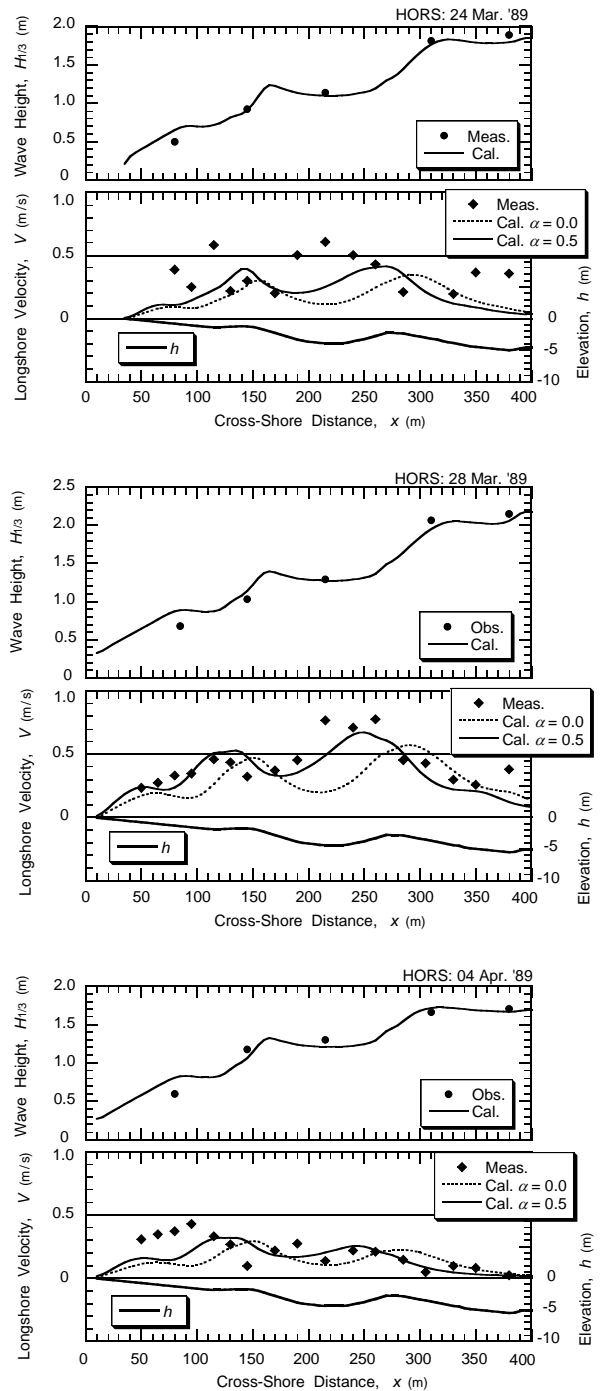


図 - 30 波崎海岸における波高と沿岸流速の観測値と PEGBIS モデルとの比較 ($\Lambda = 1.0$, $C_f = 0.0075$)

なお、砕波限界の定数は観測波高の減衰が強いため $C_b=0.06$ と低めに設定した。

計算結果を観測値と比較したのが図 - 30 である。波高については砕波帯の前半で計算値がやや低め、後半でやや高めの傾向がある。計算で無視した沿岸方向の地形変化の影響かもしれない。

沿岸流速については、サーフェース・ローラーへのエネルギー転換率を $\alpha = 0.5$ のと設定することによって、観測結果にかなり近い計算値を得ることができる。ただし、3月24日のデータでは計算値が観測値を再現できていない。DELILAH プロジェクトの場合のように、波以外の要因が働いていたのかもしれない。しかし、サーフェース・ローラーを考慮しない場合には、どのケースも観測結果との整合が得られない。すなわち、サーフェース・ローラーの導入は沿岸流の計算において不可欠である。

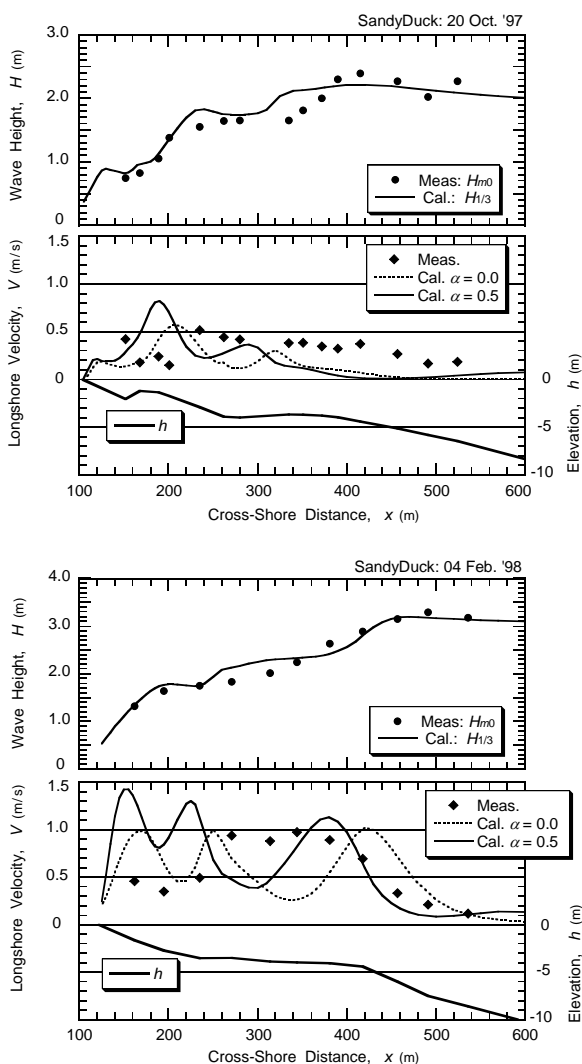


図 - 31 SandyDuck における波高と沿岸流速の観測値と PEGBISモデルとの比較 ($\Lambda=0.50$, $C_f=0.0075$)

なお、Kuriyama・Ozaki (1993) が用いた数値モデルでは観測値とかなり適合する結果を得ているものの、Kuriyama・Nakatsukasa (1999, 2000) および Kuriyama (2002) が開発した数値モデルでは観測値

との適合度がむしろ下がっている。沿岸流の計算結果が数値モデルの少しの違いに大きく影響される1例といえよう。

さらに、米国の Duck 海岸で1997年から1998年にかけて実施された SandyDuck プロジェクト (浮遊砂捕捉観測) のデータから2例を選んで比較する。なお、合田 (2003a) にはこれらを含む4ケースについて波高の岸沖分布の比較を記載している。比較を行ったのは1997年10月20日と1998年2月4日のデータであり、計算の入力条件は表 - 7 に記載した。波高については前回の解析 (合田 2003a) を少し変えており、また砕波減衰の定数 K_b として式 (23) のように水底勾配の効果を取り込んでいるため、波高の計算結果は前回と僅かながら異なっている。

表 - 7 SandyDuck プロジェクトに対する計算入力条件

Date	$(H_{1/3})_0$ (m)	T_p (s)	α_0 ($^\circ$)	γ	s_{max}
20 Oct. '97	1.85	12.6	17	3.3	25
04 Feb. '98	3.10	10.6	29	3.3	25

数値計算の結果を観測値と比較したのが図 - 31 である。波高についてはほぼ合致しているものの、沿岸流速については計算値と観測値との間に乖離が見られる。サーフェース・ローラーへのエネルギー転換率については、 $\alpha = 0$ と 0.5 のどちらが良いとも言い難い。後者のほうがややベターという程度である。計算値が観測値に適合しない一つの理由として、流速の同時観測ではなく、栈橋の根元から先端まで3~4時間かけて測定したために、潮位とともに流れ自体も変化していた可能性がある。

また、DELILAH プロジェクトや波崎海岸と同様に、波浪以外の要因が働いていたとも考えられよう。

最後に、Wang et al. (2002) が岸近くまで沿岸流速がほぼ一様な観測事例として紹介した Kraus・Sasaki (1979) の新潟県西蒲原郡巻町の浦浜海岸の観測データについて検討する。観測日時等の説明はなく、海浜断面と複数のダイバーがフロートで測定した沿岸流速の表が記載されている。ただし、波は離岸距離40m、水深1mの砕波線で波向角 9° 、平均周期4.1s と記述されているのみである。砕波線の波高は $H_b = 1$ m (RMS) と記されているけれども、この水深ではそのように大きな波高は存在できないはずである。したがってこの記述は無視し、沖波波高を $(H_{1/3})_0 = 1.00$ m と設定した。

波のスペクトルとしては風波に対するピーク尖鋭度が $\gamma = 1.0$ 、方向集中度パラメータが $s_{max} = 10$ のケースと、うねり性の $\gamma = 2.0$ 、方向集中度パラメータが $s_{max} = 25$ の2ケースを考えた。なお、スペクトルのピーク周期は $T_p = 5.5$ s とした。また、沖の波向は、水深1mの地点で波向角が 9° となるように、風波は $\alpha_0 = 25^\circ$ 、うねり性の波は $\alpha_0 = 30^\circ$ として与えた。

計算結果は図 - 32 に示すとおりである。砕波帯の外では風波のほうが方向分散が大きく、屈折の影響

を強く受けるために、波高がやや小さい。しかし、砕波帯の中では風波とうねりの差は極めて小さい。それにもかかわらず、沿岸流速には方向分散の差によってうねり性の波のほうが最大流速で 30% 近く大きくなっている。

沿岸流速は岸沖方向にかなりなだらかに変化しているけれども、観測されたような岸近くまで一様な分布を再現することはできなかった。

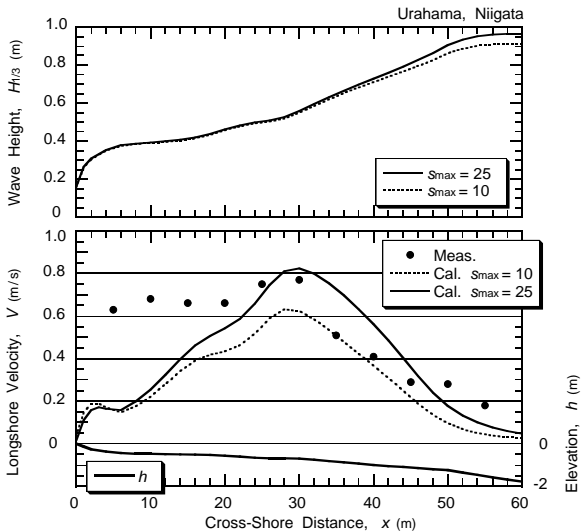


図 - 32 新潟県浦浜海岸における沿岸流速の観測値と PEGBISモデルとの比較 ($\Lambda = 0.10$, $\alpha = 0.50$, $C_f = 0.0075$)

以上の現地海岸における観測値との比較から分かるように、広く開いた海岸における沿岸流速を精度良く計算することはなかなか難しい。今回用いた PEGBIS モデル (PEGBIS) にしても、沖側の波浪条件、たとえば波高を 10% 変えただけで砕波減衰の最大地点が移動し、それによって沿岸流速の岸沖分布の形や流速ピーク値とその位置が変わってしまう。沿岸域の流れはいろいろな物理的要因の微妙なバランスで決まるものであり、波浪だけでなく水面勾配、風、沖合の流れなども沿岸域の流れを制御する。

PEGBIS モデルによる沿岸流の計算が室内実験値と比較的良く適合したのは、波以外の要因が働いていなかったためであろう。また、Leadbetter Beach における観測値との適合度が悪くなかったのは、海岸の開放度が小さく、一方向波浪に近い形で波が作用したためと考えられる。

8. 計算に用いる定数値について

この論文では、波浪変形および沿岸流計算に用いる定数は試行によって観測値にほぼ適合した値を選定し、それによる計算値と観測結果の比較図を提示した。観測値との誤差を計算して最適化を図る操作は行っていない。一つには、できるだけ多数の実験・現地観測値を用いて数値計算の可能性を検証することを目的としたためである。また、以下に述べ

るように選ぶべき定数の種類が多いため、最適化が容易ではないこともある。

室内実験および現地観測のデータに対して適用した定数の値をまとめたのが表 - 8 である。

表 - 8 波浪変形と沿岸流計算に用いた定数の値

種別	データ	C_b	α	Λ	C_f
室内実験	1/30固定床	0.08	0.5	0.05	0.0070
	バー型固定床	0.08	0.5	0.05	0.0250
	崩れ波移動床	0.08	0.25 ~ 0.5	0.10	0.0200
	巻き波移動床	0.07	0.25 ~ 0.5	0.10	0.0200
現地観測	Leadbetter	0.06	0.25	0.3	0.0070
	DELILAH	0.07	0.5	0.5	0.0075
	HORS (波崎)	0.06	0.5	1.0	0.0075
	浦浜海岸	0.07	0.5	0.10	0.0075

まず、砕波変形における砕波限界の定数 C_b は、波高の観測値に合わせて最大 25% 程度調整する必要がある。沿岸流は波高の絶対値ではなく、岸沖方向の変化率に支配されるため、波高の岸沖変化をできるだけ精確に再現できない限り、沿岸流の的確な再現がむずかしい。なお、浦浜海岸については波高データがないため、これに対する値は参考にとどまる。

波からサーフェース・ローラーへのエネルギー転換率 α は 0.5 を標準としてよい。ただし、Leadbetter Beach のように、0.25 としたほうがよい場合もある。

渦動粘性係数の定数 Λ は、室内実験では 0.05 ~ 0.10 と小さな値、現地観測では 0.3 ~ 1.0 と大きな値がデータによく適合した。これは、現地のほうが乱れの規模が大きいためではないかと思われる。

底面摩擦係数 C_f は、沿岸流速の絶対値を直接に支配する。ただし、流速の岸沖分布にはあまり影響しない。今回の検討では、現地観測に対しては 0.0070 ~ 0.0075 とほぼ一定であったけれども、室内実験に対しては 0.0070 ~ 0.0250 とかなり広い幅で調整する必要があった。本来は底面の粗度その他の物理的要因で定めるべきものであり、調整幅が広いことは計算モデルに組み込むべき要素が不足しているのかもしれない。今後の検討課題である。なお、現地データの得られていない状況について計算をする場合には、とりあえず $C_f = 0.010$ を与えておき、計算結果を見た上で若干の修正を行うというのが現実的であろう。

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. 不規則波の砕波変形モデルは数多くあるけれども、それらが予測する砕波帯内の波高はかなり大きく異なる。そのため、あらかじめ波高計算の信頼度について十分に吟味する必要がある。

2. 各種モデルのうちの PEGBIS モデル (修正合田モデル) に関しては, 4 種類の不規則波実験ならびに 3 個所での現地観測による波高データと比較し, 定数を調整することによって碎波変形をほぼ的確に計算できることが確かめられた。
3. 不規則波によって惹起される沿岸流は, 使用する碎波変形モデルのわずかの差によって, 流速の絶対値とその岸沖分布が大きく異なる結果となる。これは, 沿岸流速が波高ではなく, その 2 乗に比例するエネルギーフラックスの岸沖方向の変化率 (勾配) に支配されるためである。
4. Battjes・Janssen (1978) モデルは水深の小さい個所で波高の変化曲線が折れ曲がる場合があり, そこでは沿岸流速が急変する。そのため, 適切な渦動粘性係数を導入し, 水平拡散の効果によって沿岸流速を平滑化する必要がある。
5. 沿岸流に水平拡散項を考慮する場合の渦動粘性係数としては, Battjes (1975) および Larson・Kraus (1991) の提案式のいずれを用いても有意な差はない。ただし, 離岸堤その他の構造物がある平面地形場では後者のほうが利用しやすいと考えられる。
6. 水平拡散項は急勾配斜面ではその影響が顕著に現れるため, 渦動粘性係数の定数は水底勾配で規定される式 (32) の上限値を超えないように選択することが望ましい。
7. 碎波帯内の水位・流れの計算においてはラディエーション応力のみでは不十分であり, 碎波によって失われるエネルギーフラックスがサーフェース・ローラーのエネルギーに転換される過程を導入することが不可欠である。
8. サーフェース・ローラーの取り扱いに当たっては, Tajima・Madsen (2003) が提案するエネルギー転換率を導入するのが適切と思われる。
9. エネルギー転換率は 0.5 を上限とするけれども, PEGBIS モデルを現地データへ適用した事例では, 波形勾配の極めて小さいうねりの場合 (巻き波型碎波) には, その半分程度の値のほうが観測値との適合度が向上する。
10. 底面せん断力は非線形理論で算定すべきであるとの議論があるけれども, 線形近似を用いても沿岸流速の岸沖分布の形状がそれほど変わるものではない。沿岸流速の推定値が使用する碎波モデルによって大きく変わる現状では, 非線形理論を用いる利点は少なく, 線形近似を用いて底面摩擦係数の値を調整するのが現実的である。
11. PEGBIS モデルを室内実験および現地観測データに適用した事例では, データに適合する底面摩擦係数が $C_f = 0.007 \sim 0.025$ の範囲に広がり, 底面の物理的条件との関連性を見いだすことができなかった。
12. PEGBIS モデルを用いて各種の 1 次元地形における沿岸流を計算したところ, 室内実験および外海への開放度が小さい海岸での現地観測データとは比較的よく適合した。しかし, 広く開放された海岸のデータに対しては, 観測値との適合度があまり良くなかった。これは数値モデルの問題というよりも, 現地における波以外の要因の寄与が大きいためではないかと推測される。

なお, この研究の実施に当たっては, 独立行政法人港湾空港技術研究所の栗山善昭漂砂研究室長から文献収集のために多大なご助力を賜った。ここに記して感謝する次第である。

参考文献

- 合田良実 (1970): 碎波指標の整理について, 土木学会論文集, **180**, pp.39-49.
- 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 (2003a): 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. 4), ECOH/YG 技術論文 No.2, 2003年4月18日, 18p.
- 合田良実 (2003b): 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・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.
- 郭金棟・郭秀吉 (1972): 風波による碎波の波高減衰と波高の確率分布, 第19回海岸工学講演会論文集, pp.137-142.
- 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.
- Battjes, J.A. (1972): Set-up due to irregular waves, *Proc. 13th Int. Conf. Coastal Eng.*, Vancouver, ASCE, pp.1993-2004.
- Battjes, J.A. (1974): Computation of set-up, longshore currents, run-up and overtopping due to wind-generated waves, *Dept. Civil Eng., Delft Univ. of Technology, Report No. 74-2*, 244p.
- Battjes, J.A. (1975): Modeling of turbulence in the surf zone, *Proc. Symp. Modeling Techniques*, pp.1050-1061.
- Battjes, J.A. and Janssen, J.P.F.M. (1978): Energy loss and set-up due to breaking of random waves, *Proc. 16th Int. Conf. Coastal Eng.*, Hamburg, ASCE, pp.1-19.
- Battjes, J.A. and Stive, M.J.F. (1985): Calibration and verification of a dissipation model for random breaking waves, *J. Geophys. Res.*, **90** (C5), pp.9159-9167.
- Collins, J.I. (1970): Probabilities of breaking wave characteristics, *Proc. 12th Int. Coastal Eng. Conf.*, Washington, D.C., ASCE, pp.399-414.
- Dally, W.R. (1990): Random breaking waves: A closed-form solution for planar beaches, *Coastal Engineering*, **14**, pp.233-263.
- Dally, W.R. and Brown, C.A. (1995): A modeling investigation of the breaking wave roller with application to cross-shore

- currents, *J. Geophys. Res.*, **100** (C12), pp. 24,873-24,883.
- 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.
- Ebersole, B.A. and Dalrymple, R.A. (1980): Numerical modelling of nearshore circulation, *Proc. 17th Int. Conf. Coastal Eng.*, Sydney, ASCE, pp. 2710-2725.
- Feddersen, G., Guza, R.T., Elgar, S., and Herbers, T.H.C. (2000): Velocity moments in alongshore bottom stress parameterizations, *J. Geophys. Res.*, **105** (C4), pp. 8673-8686.
- Goda, Y. (1975): Irregular wave deformation in the surf zone, *Coastal Engineering in Japan*, JSCE, **18**, pp. 13-26.
- Goda, Y. (1991): Longshore current generation by directional waves in a planar beach, *Proc. 24th IAHR Congress*, Madrid, pp. B223-B230.
- Goda, Y. (2004): A 2-D random wave transformation model with gradational breaker index, *Coastal Engineering Journal*, **46** (1), pp. 1-38.
- 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.
- Jonsson, I.G., Skovgaard, O., and Jacobsen, T.S. (1974): Computation of longshore currents, *Proc. 14th Int. Conf. Coastal Eng.*, Copenhagen, ASCE, pp. 699-714.
- Kraus, N.C. and Sasaki, T.O. (1979): Influence of wave angle and lateral mixing on the longshore current, *Marine Science Communications*, **5** (2), pp. 91-126.
- Kuo, C.T. and Kuo, S.T. (1974): Effect of wave breaking on statistical distribution of wave heights, *Proc. Civil Eng. Ocean*, ASCE, pp. 1211-1231.
- Kuriyama, Y. (1994): Numerical model for longshore current distribution on a bar-trough beach, *Proc. 24th Int. Conf. Coastal Eng.*, Kobe, ASCE, pp. 2237-2251.
- Kuriyama, Y. (1996): Models of wave height and fraction of breaking waves on a barred beach, *Proc. 25th Int. Conf. Coastal Eng.*, Orlando, Florida, ASCE, pp. 247-259.
- Kuriyama, Y. (1998): Field measurements of undertow on longshore bars, *Proc. 26th Int. Conf. Coastal Eng.*, Copenhagen, ASCE, pp. 297-310.
- Kuriyama, Y. and Nakatsukasa, T. (1999): Undertow and longshore current on a bar-trough beach – Field measurements at HORS and modeling –, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.*, **38** (1), pp. 3-28.
- Kuriyama, Y. and Nakatsukasa, T. (2000): A one-dimensional model for undertow and longshore current on a barred beach, *Coastal Engineering*, **42**, pp. 39-58.
- Kuriyama, Y. and Ozaki, Y. (1993): Longshore current distribution on a bar-trough beach – Field measurements at HORF –, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.*, **32** (3), pp. 3-37.
- Kuriyama, Y. and Ozaki, Y. (1996): Wave height and fraction of breaking waves on a bar-trough beach – Field measurements at HORS and modeling –, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.*, **35** (1), pp. 1-38.
- 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.
- Reniers, A.J.H.M. and Battjes, J.A. (1997): A laboratory study of longshore currents over barred and non-barred beaches, *Coastal Engineering*, **30**, pp. 1-22.
- Reniers, A.J.H.M., Thornton, E.B., and Lippmann, T.C. (1995): Longshore currents over barred beaches, *Proc. Coastal Dynamics '95*, pp. 413-424.
- Ruessink, B.G., Miles, J.R., Feddersen, F., Guza, R.T., and Elgar, S. (2001): Modeling the alongshore current on barred beaches, *J. Geophys. Res.*, **106** (C10), pp. 22,451-22,463.
- Smith, J.McK., Svendsen, I.A., and Putrevu, U. (1992): Vertical structure of the nearshore current at DELIAH: Measured and modeled, *Proc. 23rd Int. Conf. Coastal Eng.*, Venetia, ASCE, pp. 2825-2838.
- Smith, J.McK., Larson, M., and Kraus, N.C. (1993): Longshore current on a barred beach: Field measurement and calculation, *J. Geophys. Res.*, **98** (C12), pp. 22,717-22,731.
- Svendsen, I.A. (1984a): Wave heights and set-up in a surf zone, *Coastal Engineering*, **8**, pp. 303-329.
- Svendsen, I.A. (1984b): Mass flux and undertow in a surf zone, *Coastal Engineering*, **8**, pp. 347-365.
- Tajima, Y. and Madsen, O.S. (2002): Shoaling, breaking and broken wave characteristics, *Coastal Engineering 2002 (Proc. 28th Int. Conf.)*, Cardiff, Wales, World Scientific, pp. 222-234.
- 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. (1983): Transformation of wave height distribution, *J. Geophys. Res.*, **88** (C10), pp. 5925-5938.
- 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.
- Thornton, E.B. and Kim, C.S. (1993): Longshore currents and wave height modulation at tidal frequency inside the surf zone, *J. Geophys. Res.*, **98**, pp. 16,509-16,519.
- Wang, P., Ebersole, B.A., Smith, E.R., and Johnson, B.D. (2002): Temporal and spatial variations of surf-zone currents and suspended sediment concentration, *Coastal Engineering*, **46**, pp. 175-211.

(以上)