

広域海浜流, 広域漂砂の岸沖分布

山下隆男*・加藤 茂**・木原直人***

1. 緒 言

Large-Scale Coastal Behavior (LSCB, 大規模海岸地形) を視野に置いた海岸管理の重要性を指摘した国際シンポジウム等が活発に開催されて十数年が経過した。最近では海岸環境創造という、捉え所の無い用語の影に隠れて注目度が少なくなっているが、海岸環境を管理するためには、広域の漂砂系・海浜流系の把握が不可欠であるという自然原理には変わりはない。広域漂砂系を破壊したことによる海岸環境の悪化の事例は、世界中の至る所で見られるが、多くの場合、修復に相当の時間と経費が必要である。これは極めて難解な問題なのである。

広域海浜流・漂砂はその生成機構を風に強く依存しているため、広域でかつ沿岸方向の運動が卓越する特性を有している。このため、われわれには、まず広域海浜流・漂砂の岸沖分布を把握することが要求される。当然のことながら、これは広域海浜流・漂砂の予測、制御の基礎をなすこととなる。以上のようなことから、本研究では、波浪、海上風により沿岸域の広い範囲に発生する広域海浜流系とそれに駆動される広域漂砂の岸沖方向分布を表示する簡略式の誘導を試みた。

2. 広域海浜流系の把握

本研究は、新潟県が、京都大学防災研究所と協同で、1998 年 12 月から 1999 年 3 月までの約 4 ヶ月間にわたって上越・大潟海岸の広い海域で実施した波、流れの集中現地観測によって得られたデータの解析結果に基づいて得られた、中部日本海沿岸の広域海浜流特性を基礎としている。この観測結果から明らかにされた広域海浜流特性は、これまでの海岸工学の海岸侵食対策の指針に対して大幅な海浜過程の見直しの必要性を示唆するものであった。ここでは、その特性を総括した後、広域海浜流の沿岸成分について、その定式化を試みる。

2.1 広域海浜流特性

流れの観測結果を総合すると、岸沖方向に関しては、

岸に近い計測点において沖方向漂砂に強く関与すると考えられる強い沖向き流れが間欠的に発生していることが確認でき、その流速は 50 cm/s 以上にも達する。この強い沖向き流れは強風・高波浪の条件下での岸沖方向の力の不均衡時に発生しているようである。しかし、水深 15 m の観測地点では明確な沖向き流れは観測されず岸沖方向流速は 10 cm/s 前後に留まり、水深 10~15 m の間に顕著な沖向き流速の終息する領域がある。

一方、風による海面でのせん断応力は沿岸域の広い範囲に作用し吹送流を発生させる。浅海域では吹送流が発達するにつれて流速の鉛直分布は一様となり、沿岸域の広範囲にわたって岸に平行な流れ(沿岸流)を形成する。強風条件下での沿岸海域の流れは風と波の両方によって発生するため、広域海浜流モデルの構築においても駆動力としての風と波の影響を考慮する必要がある(山下ら, 1998)。

2.2 広域海浜流の数値実験

以上の考え方にに基づき、加藤ら(1998)は風の影響を考慮した海浜流の 3 次元数値モデルの構築を行い、現地海岸への適用を行っている。本研究では加藤らの海浜流数値モデルを用いて広域海浜流系の観測データの再現計算を行い、数値解析から得られる広域海浜流沿岸成分の岸沖分布特性を検討した。

直線海岸を想定し、岸側境界のみ閉境界、他の 3 境界は開境界として沿岸方向 $Y=40$ km, 岸沖方向 $X=12.5$ km の計算領域を設定した。水平格子間隔は沿岸方向 $\Delta y=1.0$ km, 岸沖方向 $\Delta x=0.5$ km, 鉛直方向には等間隔 10 層とした。海底地形は沿岸方向には一様で、海底勾配 1/100, 沖側で最大水深 100 m, 岸側で最小水深 5 m とし与えた。風向・風速は、風速 10 m/s の風が沿岸方向に平行に作用するものとした。計算結果は 1 日後の値を用いている。開境界条件として、水位・流速の空間勾配ゼロという条件を用いた。ここに渦動粘性係数は $100 \text{ m}^2/\text{s}$ として、岸沖方向格子 Δx を 100 m と 500 m との 2 種類に変え、海面抵抗係数 C_D を 0.0013 (Yelland et al, 1996) と 0.003 の 2 種類に変えた結果と現地観測結果を図-1 に示す。この結果より、沿岸流速が最大になるのは水深 20 m~30 m の間にあることがわかる。

* 正 会 員 工 博 京都大学助教授 防災研究所

** 正 会 員 工 博 京都大学助手 防災研究所

*** 学生会員 京都大学工学研究科 土木工学専攻

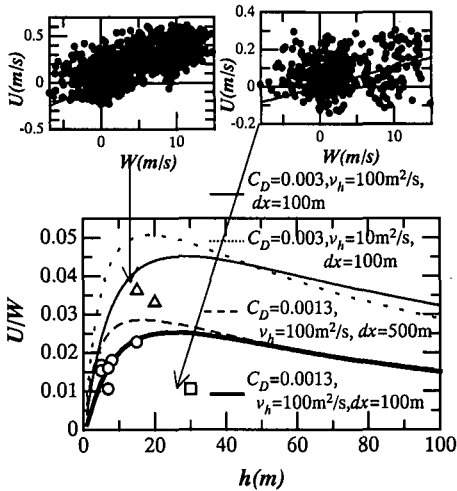


図-1 数値解析から得られた広域海浜流沿岸成分の岸沖分布と現地観測結果。○：現地観測による底層流速，△：ADCPによる鉛直平均流速，□：水深30 m地点での底層流速で，風速・流速の相関にばらつきが大きいデータ

3. 広域海浜流系の水平2次元解

浅海域において、十分発達した吹送流の沿岸方向成分(沿岸流)の解析には、鉛直方向に一定の流速を仮定することが可能であろう。しかし、水深が増すにつれて鉛直流速分布には、鉛直方向の混合特性に一様性が弱くなるとともに、コリオリ力の影響により、いわゆるエックマン螺旋が形成されるため、断面平均流速による解析には限界が生じる。本研究では、水深100 m程度までの海域を対象として、鉛直積分平均化した断面流速を用いる水平2次元解析を適用する。

鉛直積分平均化した(沿岸、岸沖) = (x, y) 方向の断面平均流速 (U, V) とし、 η ：平均海面、 g ：重力加速度、 h ：水深、 ρ ：海水の密度、 (τ_x, τ_y) ：それぞれ沿岸方向、岸沖方向の海面せん断応力、 (τ_{bx}, τ_{by}) ：沿岸、岸沖方向の海底に作用するせん断応力として、沿岸方向に一樣な定常吹送流場を仮定すると、岸沖方向の流速は $V=0$ 、沿岸方向の水位勾配ゼロの流れの場を考える。運動方程式は以下のように簡略化される。

$$0 = \tau_x - \tau_{bx} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$0 = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\tau_y}{\rho h} \quad \dots\dots\dots (2)$$

すなわち、沿岸方向には海面と海底におけるせん断応力が釣り合い、岸沖方向には海面せん断応力と水面勾配とが釣り合う場を考える。

3.1 海面せん断応力

海面せん断応力 $\tau_{(x,y)}$ は、海上風のエネルギーが海水運動のエネルギーへ伝達される過程で、風が海水へする仕

事を伝達する応力である。この仕事は波を発達させる部分と、流れを生成する部分とに分けることができるが、エネルギーの多くは、一旦、波動エネルギーとなり白波砕波を介して流れへと変換されるものと考えられる。すなわち、白波砕波の起こりやすさが波から流れへのエネルギー変換効率になる。波の方から見ると、白波砕波によるエネルギー保有形態の調節、白波砕波によるエネルギー散逸率がせん断応力の強さに対応する。そこで、これを白波砕波せん断応力 τ_{br} と呼び、白波砕波による波浪のエネルギー散逸率で定義する。浅水変形領域では波形勾配が水深の減少とともに増加するため、浅くなればより大きな白波砕波せん断応力が作用することとなる。本研究では、外洋で定義される海面せん断応力に白波砕波せん断応力の増加分を加える形で全海面せん断応力を定義する。

外洋で定義される海面せん断応力を、風による海面せん断応力 τ_{wx} と呼び、次式で表示する。

$$\tau_{wx} = \rho_a C_D \bar{W}_x^2 = \rho_a C_D W_x \sqrt{W_x^2 + W_y^2} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 ρ_a ：空気密度、 C_D ：海面での抵抗係数、 (W_x, W_y) ：(沿岸方向、岸沖方向)の風速である。海面での抵抗係数は風速に依存する表示が一般的であるが、これは波浪が粗度として大気乱流に影響を及ぼすため、風速が増すにつれ波高が増大し、波形勾配が増加すると、海面の粗度が大きくなるためであると考えられている。一般に外洋観測での大気乱流計測から得られる値は、0.001～0.003の範囲である。しかしながら、これらの値を用いて浅海域での吹送流を再現すると過小評価することが加藤ら(1999)により報告されている。

白波砕波せん断応力を、以下のように仮定する。

$$\tau_{brx} = \rho A B g H \sin \theta \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 A ：定数、 B ： λ/λ_0 (λ ：波形勾配、 λ_0 ：深海波の波形勾配)、 H ：波高、 θ ：風向、である。

波浪推算モデルでは、白波砕波によるエネルギー損失 (S_{dis}) を直接計算するため、この時空間分布が得られれば、せん断応力が推定される。 S_{dis} の表示式の浅水変形効果 $(a/\alpha_{PM})^2$ と式(1)で浅水変形による波形勾配の増加効果 B とを等値するとし、白波砕波せん断応力は以下のように表される。 a は平均波形勾配の2乗で、 α_{PM} は Pierson-Moskowitz の深海波における波形勾配の2乗で 4.57×10^{-3} である。

$$\tau_{br} = -\frac{C_{dis} \omega B}{c} E \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 E ：波のエネルギー密度、 $C_{dis} = 9.4 \times 10^{-5}$ である。これと、式(4)が等しいので、波速 $c = (g/\omega) \tanh kh$ 、沖波波高 H_0 、浅水係数 K_s を用いた浅水変形後の波高 $H = H_0 \cdot K_s$ を代入してまとめると、パラメータ A は以

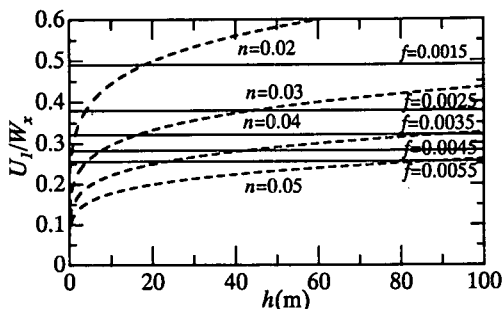


図-2 バルク公式、マニングの公式に基づいた水深に関する W_x と U_1 との関係

下の式のように近似される。

$$A = \frac{1}{8g} C_{dis} H_0 \omega^2 \frac{K_s}{\tanh kh} \quad \dots\dots\dots (6)$$

3.2 海底摩擦項の定式化と水平2次元流速分布

水平2次元解析を用いる場合、海底摩擦は平均流速を用いて評価される。数値モデルに用いられる代表的な抵抗則としては、次式のような、2乗則（バルク公式）とマニングの公式とがある。

$$\tau_{bx} = \rho f U^2 \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\tau_{bx} = \rho g n^2 U^2 / h^{1/3} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 f : 海底摩擦係数、 n : マニング係数である。風による海面でのせん断応力は、風速と抵抗係数がわかれば求まるので、簡単のため白波砕波せん断応力を無視すると、以下のように沿岸流速と風速との関係が得られる。ただし、沿岸、岸沖方向の釣り合いは独立として取り扱う。式(7)を使うと、吹送流の沿岸方向流速 U_1 は、次式となる。

$$U_1 = \sqrt{\frac{\rho_a C_D}{\rho}} \times \frac{W_x}{f} \quad \dots\dots\dots (9)$$

これより、 W_x と U_1 との関係は、図-2の実線のように、水深に依存しない形で表される。すなわち、海面抵抗係数と海底での摩擦係数との関係で岸沖方向には分布を持たない関係を得る。

一方、式(8)のマニング公式を用いる場合、沿岸方向流速 U_1 は次式ようになる。

$$U_1 = \sqrt{\frac{\rho_a C_D}{\rho g}} \times \frac{W_x h^{1/6}}{n} \quad \dots\dots\dots (10)$$

この場合、 W_x と U_1 との関係は図-2の破線のようになり、水深 h によって変化する。すなわち、水深が浅くなると、抵抗が大きくなる傾向が導入されるが、ある程度深くなると、バルク公式と同様の傾向になるが、更に深い場所では抵抗を小さく見積もることになり、前に示した図-1と沖方向分布が異なる傾向を示すことがわかる。これは流速の鉛直分布を考えていないため、水平

2次元解析の適用限界に起因している。そのため、水平2次元解析を浅海域のある程度の領域で適用しようとする場合には、海底摩擦係数 f の水深依存性を仮定して用いる方法が考えられる。ここでは、観測データ、3次元数値モデルの結果を援用して、水深変化を考慮した海底摩擦係数の表示式を求め、広域海浜流系の表示式を検討する。

広域海浜流系は砕波帯内の沿岸流も含むので、これには Longuet-Higgins (1970) の沿岸流理論を用いる。また、砕波の指標には合田式 (1973) を用いた。

3.3 広域海浜流系の定式化

長波で近似できる流れの現象を数値計算で再現する場合、第一次近似として、流れの鉛直分布を考慮しない(鉛直方向に積分平均化する) 仮定が用いられる。これは水平2次元モデル (または、単層モデル) と呼ばれ、計算効率が良い点で、高潮数値計算のように水位変化に重きを置いた現象を再現する用途で多用されてきた。しかしながら、水深が深海から浅海へと大きく変化する沿岸海域全域での吹送流の流速分布を再現する計算の場合には、鉛直分布が無視できなくなる。沿岸方向の流速分布を考える場合には、海面及び海底におけるせん断応力の釣り合いを考えるため、浅海域と深海では断面平均流速の評価法 (近似方法) が異なってくる。極浅海域においては全水深に渡り十分に鉛直混合 (運動量の鉛直方向拡散) が起こっていると仮定し、断面平均流速で海底摩擦を評価できるが、水深が増加するにつれてこの仮定の近似が悪くなることは想像されるところである。現地での広域海浜流の観測結果に基づき、これまでに鉛直混合の仮定がどの程度の水深まで適用できるかを検討した結果、水深15~20m近傍までで、それより深くなると流速の鉛直方向分布が顕著になることがわかったので、ここでは、数値計算で得られた吹送流流速の岸沖分布の数値計算結果 (水平渦動粘性係数 $\nu_h = 100 \text{ m}^2/\text{s}$, 岸沖方向の格子幅 $dx = 100 \text{ m}$ を使用) を用いて、水平2次元解析における水深変化を考慮した海底摩擦係数を推定する試みを行う。

準3次元数値モデルにより得られた断面平均流速 U を海面での風速 W で無次元化した場合の水深依存性は次式で近似できる。

$$\frac{U}{W} = \frac{c}{\sqrt{2\pi a h}} \exp\left[-\frac{(\ln h - b)^2}{2a^2}\right] \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$a = 1.35, b = 5.05, c = 5.36$$

ここで、 a, b, c はフィッティングパラメーターである。一方、水平2次元解析で吹送流速を表示すると式(9)、(10)になる。もし f が一定の抵抗係数であるバルク公式を用いた場合には、前述したように U/W は水深に依存しない値を取り (式(9))、Manning 公式を用いた場合には

水深とともに増加する(式(10), 図-2 参照)。実際には, 式(11)のように対数正規分布に近い平均流速の岸沖方向分布となり, 水深の増加に伴い沖では, 流速が小さくなる。そこで, f を水深の関数である(流速分布による海底摩擦の水深による変化を考慮する)と考えて, 式(11)と式(9)より海底摩擦係数 $f(h)$ を求めると, 以下のようになる。

$$f(h) = \frac{2\pi\rho_a C_D a^2}{\rho c^2} h^2 \exp\left[\frac{(\ln h - b)^2}{a^2}\right] \dots\dots\dots (12)$$

以上により, 水平2次元解析により吹送流の沿岸方向流速分布の表示が可能となるので, 白波砕波せん断応力を考慮した吹送流の解に, 水深に規定される砕波で発生する Longuet-Higgins (1970) の沿岸流の理論解 U_{br} をこれに付加すると, 広域海浜流の沿岸方向流速は以下の式で表すことができる。

$$U = \sqrt{\frac{\rho_a C_D W_x^2 + \rho A B g H \sin \theta}{\rho f(h)}} + U_{br}(y/y_b) \cdot u_0 \dots\dots\dots (13)$$

いま, 現地の気象, 海象データとして, 沿岸方向風速成分 10 m/s, 沖波来襲波浪の入射波向き 15°, 沖波波高 $H_0 = 5$ m, 周期 $T = 8.0$ s を仮定した場合に, 勾配 1/100 の一様な傾斜海浜上での解析解で, 観測された広域海浜流の沿岸方向流速がどの程度再現できるかを検討する。ただし, 設定した気象, 海象データは現地観測のオーダーに近いものと仮定しているが, 実際には時空間的に変動する値である。なお, $\gamma = 0.7$, 水平拡散項と底面摩擦項の比を表す無次元量 $P = 0.1$ とした。風による海面せん断応力は抵抗係数に依存するが, その値は風速には依存するが水深には依存しない定式化がなされている。海面での抵抗係数は粗度により異なるので, 波浪の浅水変形に依存する可能性はあるが, 観測誤差程度の相違であろうと考えられる。そこで, 海面抵抗係 $C_D = 0.0013 - 0.003$ の範囲で設定して, 計算結果と観測結果を比較して示したものが図-3 である。図中, ○(底層流速), △(ADCP による平均流速), □(水深 30 m 地点での底層流速で, 風速・流速の相関にばらつきが大きいデータ)の記号は観測データであり, 実線は広域海浜流の沿岸流速分布,

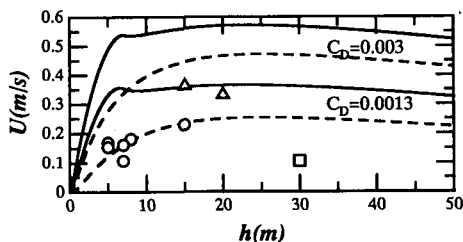


図-3 広域海浜流の沿岸流速成分の岸沖方向分布と現地観測データ

破線は風の影響だけを考慮した吹送流の沿岸流速分布の計算値である。この図から, 海面抵抗係数が $C_D = 0.003$ のときには過大評価となり, $C_D = 0.0013$ の場合に観測結果の下限値を再現できることがわかる。白波砕波の影響は深海域で 10 cm/s, 砕波帯近傍で 20 cm/s 程度である。また, 観測結果からは砕波による沿岸流速成分は顕著に現れていないことがわかる。これは, この海岸の来襲波浪には顕著な卓越波向きは存在しないが, 吹送流には卓越方向があることを意味している。

4. 広域漂砂の岸沖方向分布の計算

海浜の変形は海岸環境に対して最大のインパクトを与える素因である。海岸環境保全を考える上で基礎をなすものである。海浜は波浪や流れによる海底の砂移動(漂砂)により変形する。想像に違わないように, 顕著な海浜変形は大きなストームにより引き起こされ, 多くの場合, 海岸砂の沖方向流失を伴う。すなわち, 海岸侵食を発生させる。このような, 急激で大規模な海岸侵食を, 特に海岸崩壊と呼ぶことがあるが, この海岸崩壊は数年に一度の頻度で発生するような「大嵐」により引き起こされる場合が極めて多い。また, わが国の場合には, 海岸崩壊が問題となるのは自然海浜ではなく, 大規模海岸構造物の周辺の海岸であることが多い。

このような大規模海岸構造物周辺海岸での海浜変形を検討する場合には, 従来のように, 波浪により輸送される漂砂のみを対象とすると大きな誤解を招くことになることが予想できる。なぜならば, 広域海浜流はかなり深い水深でも発生しており, この流れを乱すことで広域の海域で海浜変形が発生することが想像できるからである。前述したように, 観測データからは, 通常のストーム時でも水深 30 m の流速成分は無視できない強さであることがわかる。水平2次元解析や準3次元の数値解析では, さらに深い海域まで, 強い広域海浜流が発生していることが予測されている。

ここでは, 風と波浪により発生する広域海浜流場で, どの程度の漂砂(ここでは広域漂砂と呼ぶ)が見込まれるのか, どのような岸沖方向分布をしているのか, もし数年に一度程のストームが来襲した場合, 広域漂砂の分布はどのように変化するかを検討する。Bailard の漂砂モデルを用い, 底質粒径は 0.1 mm, 内部摩擦角は 34° とし, 波高, 周期, 波の入射角, 風向, 風速等の海象, 気象条件は広域海浜流の場合と同様である。

図-4 の破線は, 風速 10 m/s のときの沿岸方向漂砂量の分布を水深 50 m まで表示してある。図中, 太い破線は本論文で示した広域海浜流の解析解により求めた沿岸方向漂砂量の岸沖分布で, 細い破線は, 水深で規定される砕波による沿岸流成分を考慮しない場合の沿岸方向漂砂

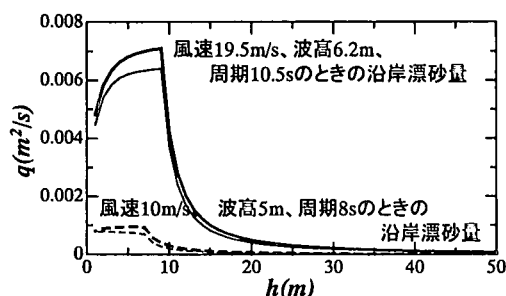


図-4 風速 10 m/s のときの沿岸漂砂量と数年に一度発生するような規模のストームによる沿岸漂砂量との岸沖分布

量を示している。この図より、沿岸方向漂砂量に対しては、水深で規定される碎波の影響は全体の 1/3 程度で、沿岸漂砂量は吹送流（海上風）に強く依存していることがわかる。

一方、十数年に一度発生するような規模のストームによる沿岸漂砂量の計算結果を実線で示した。気象、海象条件は波高 6.2 m、周期 10.5 s、最大風速 19.5 m/s としたが、これは 1970 年に上越海岸で観測された値である。この図からわかるように、異常なストームの場合には、水深 20～30 m の海域でも、活発な漂砂が推定され、さらに通常のストームでの条件のときと比べると 10 倍も多くの漂砂量を示している。このことから、大規模な港湾の防波堤をこの水深まで延伸すると、広域漂砂系を乱す（止める）ことになり、構造物周辺の広い範囲で海浜変形が発生することがわかる。特に、異常なストーム時には、広域漂砂系を広い範囲で止めることになり、急激な海浜変形が構造物周辺で発生することになる。

5. 結 語

広域海浜流特性、その数値解析、さらには水平 2 次元解

析における広域海浜流、広域漂砂のモデル化について検討した。得られた主な結論を以下に示す。

1. 広域海浜流系の沿岸方向の流速分布を表示するための水平 2 次元解析法を展開した。この場合、海面及び海底におけるせん断応力の釣り合いを考えるため、深海から浅海に至る定式化では、海底摩擦の表示に及ぼす流速の鉛直分布の影響を考慮しなければならない。そのため、準 3 次元の数値解析結果を用いて、水平 2 次元解析における水深変化を考慮した海底摩擦係数の表示式を求めた。

2. 広域海浜流系により発生する漂砂の空間分布（広域漂砂系）を示した。広域漂砂系は、通常のストームでは水深 20 m 程度まで活発な漂砂が見込まれるが、異常ストームの場合には、水深 20～30 m の領域でも顕著な海岸漂砂が発生する。このため、広域漂砂系を考慮した海岸保全対策が重要であること示した。

参 考 文 献

- 加藤 茂・山下隆男・伊藤政博・三島豊秋 (1999): 風による広域海浜流の発生機構と平面分布特性, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 431-435.
- 加藤 茂・山下隆男・安田孝志・三島豊秋 (1998): 高次乱流モデルとローラーモデルを援用した海浜流の 3 次元数値解析, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 191-195.
- 合田良実 (1973): 防波堤の設計波圧に関する研究, 港湾技術研究報告書, 第 12 巻, 第 3 号, pp. 31-69.
- 山下隆男・路 明・Ruscher Christophe (1998): 碎波帯近傍における海面せん断応力の評価法, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 81-85.
- Bailard, J. A. and D. L. Inman (1981): An energetic bedload transport model for plane sloping beach; local transport, J. Geophys. Res., Vol. 86, pp. 2035-2043.
- Longuet-Higgins, M. S. (1970): Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1 & 2, Jour. Geophys. Res., Vol. 75, No. 33, pp. 6778-6780, pp. 6790-6801.
- Yelland, M. J. and P. K. Taylor (1996): Wind stress measurements from the open ocean, Jour. Phys. Oceanogr., Vol. 26, pp. 541-558.