

高次乱流モデルとローラー型碎波モデルとを援用した 海浜流の 3 次元数値解析

加藤 茂*・山下隆男**・安田孝志***・三島豊秋****

1. 緒 言

大潟海岸で行われた海浜流の ADCP 観測により, 日本海沿岸の冬期季節風下における海浜流には, 波浪流と吹送流とが同程度の寄与率で混在していることが明らかにされている (山下ら, 1998 a). 波浪流は, 碎波によって発生する沿岸付近の碎波帯内に限られた強いせん断流であり, 吹送流は, 強風によって広範囲に発生するせん断流である。したがって, このような発生範囲の違いから, 従来の海浜流の解析においては風 (吹送流) の影響はほとんど考慮されず, 波浪の影響のみが考慮されている。

しかしながら, 上述のように現地においては, 碎波帯内の波浪流と広域的に発生する吹送流は混在しており, このような流れの場を再現するためには, 碎波特性と風によるせん断応力特性を十分考慮した広域数値モデルの開発が必須となる。また, 現地海岸を対象とした数値計算を行う場合, 複雑な海底地形は流れ場を決定する大きな要因となってくる。こうした海底地形の影響により, 局所的に海面付近と海底付近の流れの方向が異なることがあり, このような異方性流れの鉛直構造を再現することは, 流れ場の全体像を正しく把握する上で重要である。そのための信頼度の高い再現計算を行うには, 3 次元数値モデルの開発が必要不可欠となる。

本研究では, 高次乱流モデルとローラー型碎波モデルとを援用した広域 3 次元海浜流モデルを提案するとともに, これを用いた数値実験から, 浅海域における吹送流と波浪流の関係について検討を行う。

2. 3 次元数値モデル

本研究で開発した 3 次元海浜流モデルでは, Boussinesq 近似, 静水圧近似を仮定し, 水平方向には直交座標系, 鉛直方向には σ 座標系 (曲線座標系) を用いてい

る。空間的にはスタッガード格子を用いて差分近似し, 時間発展においては松野法を併用したリープ・フロッグ法を用いる。また, 本モデルは, 平均流場, 波浪場, 乱流場の各モデルにより構成されている。平均流場は, 波浪モデルから求められる碎波による平均海面上でのせん断応力, 乱流モデルから求められる鉛直渦動粘性係数を通して波浪場・乱流場と連立し, 乱流場は波浪モデルから求められる平均海面での碎波による乱流発生効果を導入することによって波浪場と連立している。

2.1 平均流場

連続式および運動方程式に Boussinesq および静水圧近似を仮定し, 式 (1) を用いて鉛直方向に座標変換することにより以下の式を得る。

$$\sigma = \frac{z - \zeta}{h + \zeta} \dots\dots\dots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w_{\sigma} \frac{\partial u}{\partial \sigma} - f v = & \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P_a}{\partial x} - g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ & - \frac{g}{\rho_0} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(D \int_{\sigma}^0 \rho' d\sigma \right) - Q_x \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\int_{\sigma}^0 \rho' d\sigma \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(N_x \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(N_y \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{1}{D^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(N_z \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right) \end{aligned} \dots\dots\dots (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w_{\sigma} \frac{\partial v}{\partial \sigma} + f u = & \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P_a}{\partial y} - g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \\ & - \frac{g}{\rho_0} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(D \int_{\sigma}^0 \rho' d\sigma \right) - Q_y \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\int_{\sigma}^0 \rho' d\sigma \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(N_x \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(N_y \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{1}{D^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(N_z \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) \end{aligned} \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial u D}{\partial x} + \frac{\partial v D}{\partial y} + \frac{\partial D w_{\sigma}}{\partial \sigma} + \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0 \dots\dots\dots (4)$$

さらに, 式 (4) を鉛直方向に積分することにより, 以下の式を得る。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = - \int_{-1}^0 \left(\frac{\partial u D}{\partial x} + \frac{\partial v D}{\partial y} \right) d\sigma \dots\dots\dots (5)$$

ここで, u, v, w_{σ} はそれぞれ x, y, σ 方向の流速, ζ は平均水位, $D(\zeta + h)$ は全水深, f はコリオリパラメーター, $\rho = \rho_0 + \rho'(x, y, \sigma)$ は水の密度, P_a は大気力, g は

* 正会員 工修 京都大学助手 防災研究所災害観測実験研究センター

** 正会員 工博 京都大学助教授 防災研究所災害観測実験研究センター

*** 正会員 工博 岐阜大学教授 工学部土木工学科

**** 正会員 工博 (株)ニュージェック

重力加速度, N_h および N_z はそれぞれ水平および鉛直方向の渦動粘性係数を表す。

風によるせん断応力 τ_{wind} は, 大渦海岸での観測によって碎波帯近傍での風の観測結果より定式化された抵抗係数 C_D (風速の関数) を用いる (山下ら, 1998b)。

$$C_D = 0.0223 \times (10/3)^{(-U/15)} \quad (U > 10 \text{ m/s}) \cdots (6)$$

$$\tau_{wind} = \rho_a C_D U^2 \cdots (7)$$

U は風速, ρ_a は大気密度を示している。これに, 波浪モデルから求められる平均海面上での碎波によるせん断応力 τ_{wave} を併せて, 海面におけるせん断応力 τ_s として与える。また, 鉛直渦動粘性係数 N_z は乱流モデルによって求められた値を用いる。水平渦動粘性係数 N_h は碎波帯内の水深の関数として与える。

これらを差分法により計算を行う。

2.2 波浪場

波浪モデルは, Unibest-TC 2.0 (Delft Hydraulics, 1997) で用いられている波浪モデルを用いた。このモデルは以下の時間平均波浪場と碎波 surface roller (SR) 内に対する2つのエネルギーフラックス保存式(8) (Battjes & Janssen, 1978), 式(12) (Nairn et al., 1990) を解くことにより算定するものである。波浪の伝播に対しては屈折特性のみ考慮している。

$$\frac{\partial}{\partial x}(EC_\theta \cos \theta) + \frac{\partial}{\partial y}(EC_\theta \sin \theta) = -D_w - D_f \cdots (8)$$

ここに,

$$E = \frac{1}{8} \rho g H_{rms}^2 \cdots (9)$$

$$D_w = \frac{1}{4} \rho g \alpha f_b H_{max}^2 Q_b \cdots (10)$$

$$D_f = \frac{f_w \rho}{\sqrt{\pi}} u_{orb}^3 \cdots (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(2ErC_\theta \cos \theta) = D_w - D_{iss} \cdots (12)$$

ここに,

$$Er = \frac{1}{2} \rho C^2 \frac{A}{L} \cdots (13)$$

$$D_{iss} = 2\beta g \frac{Er}{C} \cdots (14)$$

ここに, E は波のエネルギー, H_{rms} は自乗平均波高, C は波速, C_θ は群速度, θ は波向き, D_w , D_f は碎波および底面摩擦によるエネルギー減衰項, α は散逸係数, f_b はピーク周波数, Q_b は碎波率, f_w は海底面の摩擦係数, u_{orb} は波による海底流速の振幅, Er はSR内の運動エネルギー, D_{iss} はSRにおけるエネルギー減衰項, β は波形前面の勾配を表す係数, A はSRの面積, L はSRの代表長さを表している。式(8)では波高 H_{rms} , 式(12)ではSR内の運動エネルギー Er またはSRの面積 A と代表

長さ L が未知量となる。

このモデルで求められる碎波によって減衰した単位長さ当たりのエネルギー D_{iss} を, 次式のように全て流れを発生させる平均海面でのせん断応力 τ_{wave} として働くと仮定することにより, 碎波による平均流へのエネルギー供給が考慮され, 波浪場と平均流場が連立される。

$$\tau_{wave} = \frac{D_{iss}}{C} \cdots (15)$$

2.3 乱流場

高次乱流モデルとして POM (Blumberg & Mellor, 1983) において用いられている2.5次モーメント乱流クロージャーモデル (Mellor & Yamada, 1982) を用いる。このモデルでは, 性質が十分に理解されていない乱流変動の3次モーメントとよく知られている2次モーメントとの間の関係を仮定し, 3次モーメントを2次モーメントで表現することにより, 2次の乱流変動量 q^2 および乱流の長さスケール l との積 $q^2 l$ に関する基礎方程式を解く。それにより渦動粘性係数が計算される。

平均海面では, 碎波によって発生する平均海面上でのせん断応力 τ_{wave} と風によるせん断応力 τ_{wind} を乱流の発生源として与えることにより, 碎波と風による乱流発生効果を導入している。また, 波浪モデルにおいて求められるSRの長さスケール L は, 平均海面における乱流の長さスケールを代表しているものと仮定する。これにより, 乱流場は波浪場と連立されている。

2.4 波浪モデルの検証

現地観測データとの比較を行うことにより, ローラー型碎波モデルを用いた波浪モデルの検証を行った。比較には, 大渦海岸で前述の山下ら (1998a) によって得られた観測データの解析結果を用いた。海底地形は, 京都大学防災研究所大渦波浪観測所のT型桟橋で測定された水深を与え, 沿岸方向には一様とした。図-1は, 沖側の波高計で得られた波高と周期を境界条件として与え, 岸冲方向格子間隔を10mとした場合の伝播計算結果と観

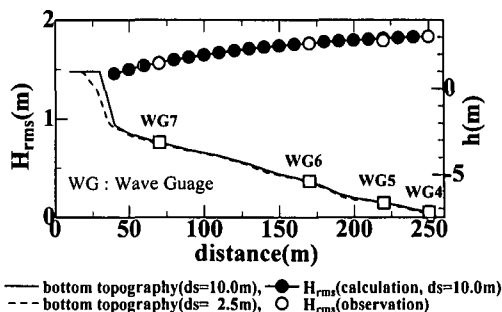


図-1 ローラー型碎波モデルを用いた波浪モデルによる伝播計算結果と観測結果との比較

測値との比較を示しているが、両者はよく一致しており、この波浪モデルの有用性を示している。

3. 数値実験

3.1 計算条件

以上の数値モデルを用いた数値実験により、碎波帯近傍での吹送流、波浪流の特性を検討した。計算領域は、沿岸方向 18 km、岸沖方向 2.3 km とし、水平方向の計算格子は沿岸方向には $\Delta y = 200 \sim 1000$ m、岸沖方向には $\Delta x = 50 \sim 400$ m の不等間隔、鉛直方向には等間隔に 8 層としている。海底地形は、碎波帯沖側に相当する水深 12 m 付近に小さなバーが存在する 1/50 のほぼ一様勾配として水深 4 m から 20 m まで与え、それより沖側では一

定水深とし、沿岸方向には一様とした。境界条件としては、沿岸方向 (y) は両端とも閉境界、岸沖方向 (x) は沖側境界 ($x=0$) を開境界として平均水位をゼロに固定し、岸側境界は閉境界として与えた。初期条件は静水状態として与えた。

風は領域内一様で風速を 14 m/s、風向を海岸線に対して 45° として与え、沖側に無風領域を約 1 km 設置した。波浪は、沖側で波高 H_{rms} 3 m、周期 T_p 8 s、汀線直角方向から風下側に 5° の入射角 θ_H とし、水深 10 m を碎波水深として、それ以浅において波浪の影響が考慮されるものとした。今回の数値実験では、平均海面における乱流の長さスケールは波浪モデルにより求められる波高のオーダーに比例するものとして仮定した。また、水平渦動粘性係数は一定として与えた。以上の風および波浪条件において、定常海浜流場の計算を行った。

3.2 計算結果および考察

沿岸方向の中央 ($y=9000$ m) 付近に格子間隔を 1/5 にした $\Delta y = 40$ m 間隔の細格子領域を設けて、大領域からの細格子による接合計算を行ったが、海底地形が沿岸方向に一様なため計算結果の傾向に有意な差が見られなかった。今回の数値実験においては細格子領域の設定は行わなかった。

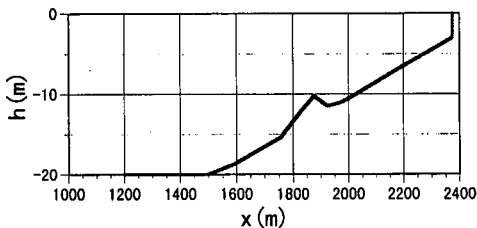
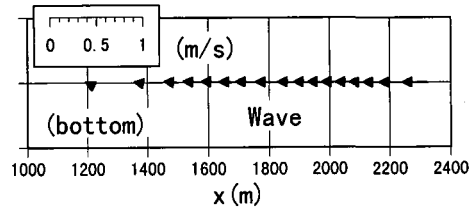
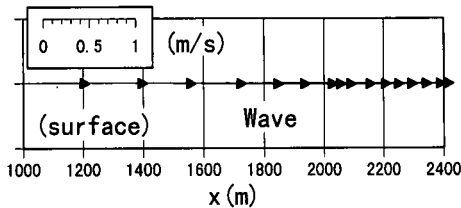
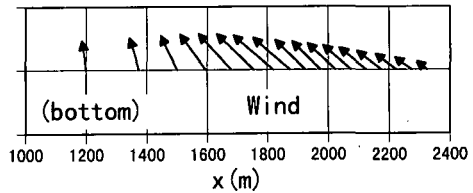
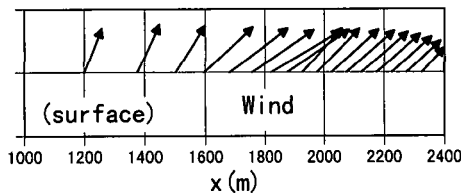


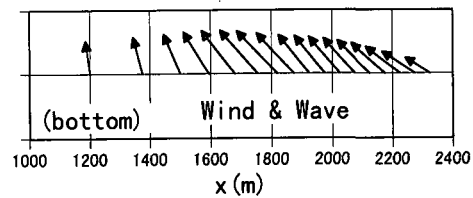
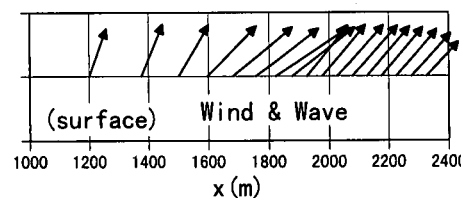
図-2 数値実験に用いた海底地形の断面図



(a) 波浪のみ



(b) 風のみ



(c) 風+波浪

図-3 水平流速の比較 (左: 表層, 右: 底層)

図-2は岸から約1.4 km 沖合いまでの海底地形の断面図であり、図-3は、その範囲における(a)波浪のみ、(b)風のみ、(c)風+波浪の条件を与えた場合の表層(第1層)および底層(第8層)における水平流速ベクトルを示している。沿岸方向には一様であるので、 $y=9000$ m (中央部)におけるベクトルのみを示している。(a)の波浪のみの場合には、沖合いで5°の入射角を与えているにもかかわらず、流れは岸沖方向に限られており沿岸流の発生は見られない。それに対して(b)の風のみの場合、吹送流の影響が岸近くにまで及び、水深10 m以浅においても岸に平行な流れが発生している。風と波浪の両方を与えた場合(c)においては、流速分布は風のみ(b)とよく対応しており、沿岸方向の流れの発生には風による吹送流の影響が極めて大きいことがわかる。しかし、波浪の影響が加わることで、風のみの場合に比べて全体的に流速の増大が見られる。底層においては波浪による戻り流れの影響と思われる流速の増大も現れている。

図-4は図-3と同一線上の水深10 m以浅(碎波帯

内)における岸沖方向流速の鉛直分布を示している。図-3と同様、(a)波浪のみ、(b)風のみ、(c)風+波浪の場合である。(a)では、図-3からわかるように、波浪による流れは岸沖方向に限られているため、平均海面上での碎波による岸向きの流れに対応した沖向きの戻り流れが発生している。風のみを与えた場合(b)においては、水深が浅くなるにつれて速度勾配が小さくなり、せん断応力特性が失われていることがわかる。風と波浪を与えた(c)においては、波浪のみを与えた(a)とよく対応しており、岸沖方向の流れの発生に対しては、波浪の影響(波浪流)が支配的であることがわかる。

また、図-5はその時の鉛直渦動粘性係数の鉛直分布を示している。(a)においては、波浪場と乱流場を連立することにより、表層からの乱流発生効果が現れて、それによって碎波による強い乱れが水深方向に伝達されていることがわかる。それに対して(b)においては、平均

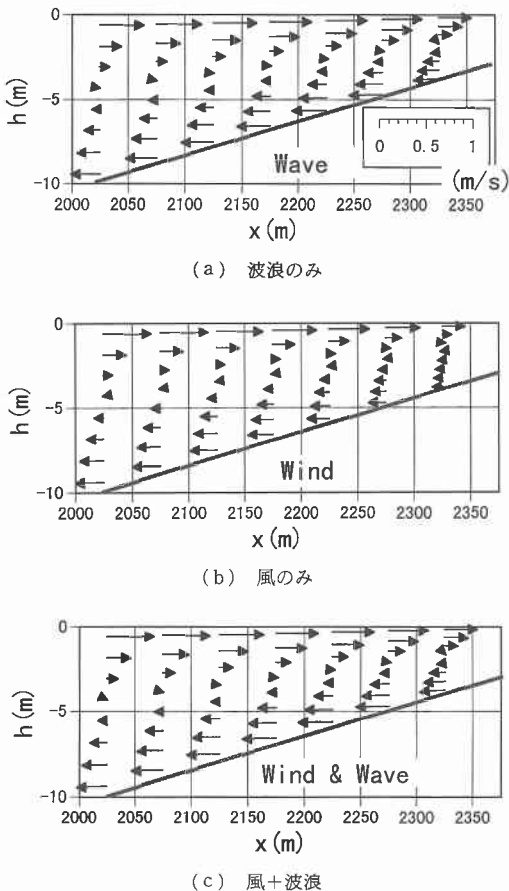


図-4 岸沖方向流速の鉛直分布の比較

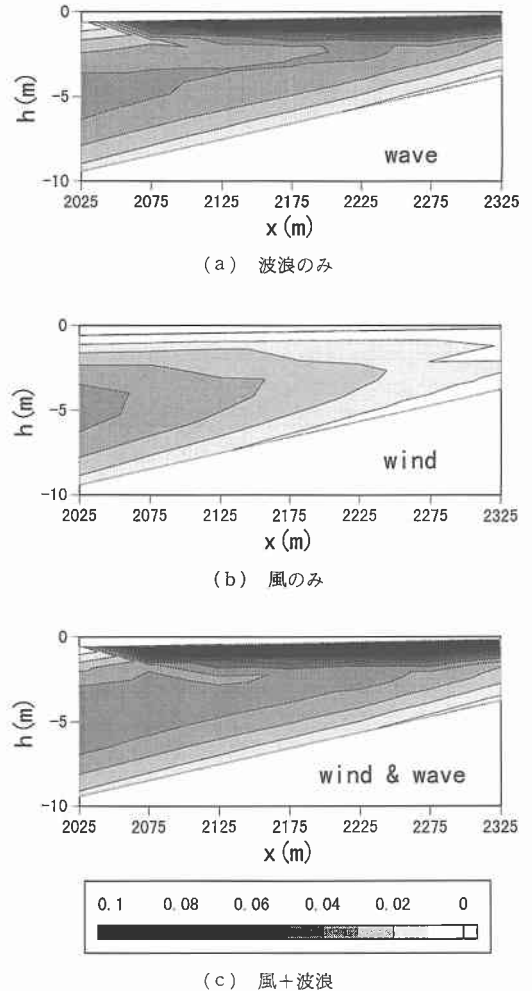


図-5 鉛直渦動粘性係数の鉛直分布の比較

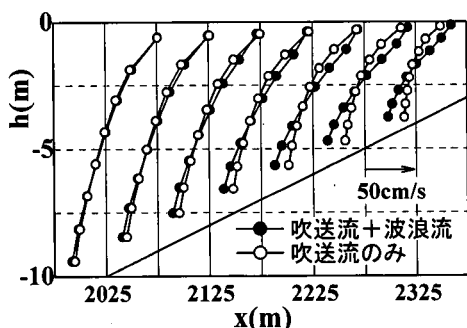


図-6 海浜流の岸沖方向流速の鉛直分布における吹送流の影響

海面で風によるせん断応力を与えているが、平均海面における乱流の長さスケールが波浪モデルより与えられるため、風の場合には $l=0$ となり、表層での渦動粘性係数はゼロとなっている。しかし、沖合いの吹送流によって発生した大規模な乱れが碎波帯内にまで入り込んできており、浅海域における吹送流の影響が現れていると言える。(c)においては、波浪流(碎波)による碎波帯内に限られた表層からの乱れに、吹送流による沖合いからの乱れが加わって強い乱れが発生している。しかし、碎波による乱れが非常に強いいため、分布は(b)とよく似ており、碎波帯内における乱れの特性は波浪(碎波)によって支配されていることがわかる。

図-6は、水深10 m以浅における海浜流の岸沖方向流速の鉛直分布に対する吹送流の影響を比較した図である。これより、水深が浅くなると吹送流は小さくなり、水深5 m地点では約20 cm/s程度の流速差が生じている。しかし、10 m地点ではほとんど流速差は生じていない。これは、碎波帯内では波浪の影響による強い戻り流れは生じているが、その影響は碎波帯内のみに限られており、岸沖方向の流れにおいても碎波帯の沖側では吹送流の影響が極めて大きいことを示していると考えられる。

4. 結 語

本研究では、碎波帯内での3次元性を考慮した海浜流場の数値解析が可能な数値モデルを提案し、浅海域における波浪流と吹送流との特徴を検討した。その結果、以

下のことが明らかとなった。

(1) 強風時に広範囲に発生する吹送流は、浅海域までその影響が及び、碎波帯内における海浜流場の生成においても広域的に発生する吹送流の影響評価が重要である。特に、沿岸方向に広い領域を有する海岸においては、沿岸流を広域的な流れの一端と捉え、その発生には吹送流の寄与が大きいことを知る必要がある。

(2) 岸沖方向流速においては、波浪流が支配的であり、波浪(碎波を含む)の影響を考慮することにより、碎波帯内での強い戻り流れと乱れの場合が計算される。しかし、戻り流れの影響は碎波帯内に限られたものであり、碎波帯の沖側においては岸沖方向流速にも吹送流の影響が重要である。

(3) 本研究で提案した広域3次元海浜流モデルを用いた数値実験により、海浜流場の形成には吹送流の影響が大きく、海浜流場の数値モデルには広領域での風の影響を考慮する必要があることが確認された。

最後に、本研究は京都大学防災研究所特別共同研究の研究プロジェクトおよび文部省科学研究費基盤研究(c)(2)(No. 10650504)の一部として行われた。また、株式会社ニュージェックからの研究費の支援を受けた。

参 考 文 献

- 山下隆男・加藤 茂・路 明・安田孝志・飯野智彦 (1998 a): ADCP による長期連続観測した海浜流とその強風、波浪応答特性, 海岸工学論文集, 第45巻 (印刷中)。
- 山下隆男・路 明・Ruscher Christophe (1998 b): 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 (印刷中)。
- Battjes, J. A. and J. P. F. M. Janssen (1978): Energy loss and set-up due to breaking in random waves, Proc. 16th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 569-587.
- Blunberg, A. F. and G. L. Mellor (1983): Diagnostic and prognostic numerical circulation studies of the South Atlantic Bight, J. Geophys. Res. Vol. 88, pp. 4579-4592.
- Delft Hydraulics (1997): Unibest-TC 2.0, Overview of model formulations.
- Mellor, G. L. and T. Yamada (1982): Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, Rev. Geophys. Space Phys., 20, pp. 851-875.
- Nairn, R. B., J. A. Roelvink and H. N. Southgate (1990): Transition zone width and implications for modeling surf-zone hydrodynamics, Proceedings of the Int. Conf. Coastal Engineering Conference, Delft, The Netherlands, pp. 68-82.