

遡上域を含む混合粒径底質海浜の三次元海浜変形モデル

本田 隆英*・佐藤 慎司**・渡辺 晃**・磯部 雅彦***

海浜変形計算モデルの予測精度は向上しているものの、特に遡上域の再現性には課題が残っている。遡上域は、粗粒化したバームが形成されるなど底質分級が特に顕著に現れる領域である。しかしながら、遡上域における移動境界近傍流体運動の一貫した合理的な取扱いや、混合粒径底質を考慮した漂砂量算定式の干出・水没を繰返す遡上域への適用は、極めて困難である。本研究では 3 種類の遡上モデルの適用性を比較検討したうえで、碎波による乱れが底質移動に及ぼす影響まで含めた混合粒径底質海浜の三次元海浜変形モデルを提案する。モデルの妥当性は、大型水路実験および平面水槽実験における実験結果との比較により検証した。

1. はじめに

港湾計画や海岸侵食対策などの事業を行う際、海岸構造物の建設にともなう海浜変形予測および周辺地域への影響評価が必要である。また沿岸域の生態系は海浜の底質や地形と密接に関係しており、環境保全あるいは環境復元計画において底質の変化を含めた高精度な海浜変形予測は非常に有益な技術と期待される。

田中ら (2000) は、2 粒径混合砂を用いて現地スケールの大型水路実験を行い、その地形変化と分級過程について定量的に報告している。小林ら (2003) は、異粒径間の干渉機構ならびに波の加速度非対称性の効果を考慮した混合砂漂砂量算定式を提案し、大型水路実験 (田中ら, 2000) および 2 粒径混合砂を用いて実施された室内平面水槽実験に対して再現計算を行っている。小林ら (2003) のモデルにより、構造物周辺での地形変化および底質の分級にともなう粗粒化・細粒化現象がかなりよく再現された。しかしながら、特に遡上域での底質粒径変化を含めた底質移動の再現性に課題が残った。

本研究では、遡上域の波浪・海浜流場に注目し、これまでに提案されている遡上モデルのうち 3 種類を取上げて数値実験を行い、三次元海浜変形モデルに取り込みやすい形にモデルを再構築し、既往の実験結果を用いてそれらの再現性を比較検討した。次に、小林ら (2003) により提案されたシートフロー漂砂量算定式は碎波にともなう乱れの影響を含んでいない。本研究ではこれを考慮した漂砂量モデルを提案するとともに底質の平均舞い上がり高に対する改良を行い、田中ら (2000) による大型水路実験および小林ら (2003) の平面水槽実験に対して再現計算を行った。

2. 三次元海浜変形モデルの概要

三次元海浜変形モデルは、小林ら (2003) のモデルを基本とした。波浪・海浜流場の支配方程式には、碎波にともなう運動量拡散項、底面摩擦項、後述のスポンジ層におけるエネルギー減衰項を加えた修正 Boussinesq 方程式を用いた。境界条件は、入射境界には Wei ら (1999) によるソースファンクション法、計算領域端部および構造物境界では Cruz ら (1993) によるスポンジ層を用いた透過性境界を用いた。碎波指標には合田式 (1970) を、運動量拡散項には佐藤・鈴木 (1990) により提案されたモデルを用いた。漂砂量モデルには、Dibajnia・Watanabe (1996) のシートフロー漂砂量算定式をベースに、異粒径間の干渉機構 (佐藤ら, 2000) ならびに加速度非対称度の効果 (高地ら, 2002) を考慮した混合砂漂砂量算定式を用いた。

3. 遡上域における流体運動

(1) 概 要

遡上域は底質分級が特に顕著に現れる領域であり、三次元海浜変形計算において遡上域の波浪・海浜流場ならびに底質移動過程の算定には十分な計算精度が必要である。特に遡上域の底質移動に大きく影響を及ぼす流体運動を改めて再検討する必要があると考え、ここでは波浪・海浜流場の遡上モデルについて数値実験を行った。

対象とした遡上モデルは、Kennedy ら (2000) によるスリット型、岩崎・真野 (1979) による階段型、Zheng (1999) による透水性遡上モデルとした。それぞれのモデルに含まれるパラメータは、試行計算から流体運動の安定性をもっとも良い値を採択した。数値実験は、一様勾配斜面に波が垂直入射および斜め入射するケースと、局部的に急な勾配を持ち起伏の激しい断面地形に波が垂直入射するケースで行った。それぞれの計算結果の再現性を、既往の実験結果を用いて検討した。

(2) 一様勾配斜面垂直入射

郷農ら (1996) により、一様勾配斜面で碎波する規則

* 正 会 員 修 (工) 東京大学助手 大学院工学系研究科社会基盤工学専攻

** 正 会 員 工 博 東京大学教授 大学院工学系研究科社会基盤工学専攻

*** フェロー 工 博 東京大学教授 大学院新領域創成科学研究科環境学専攻

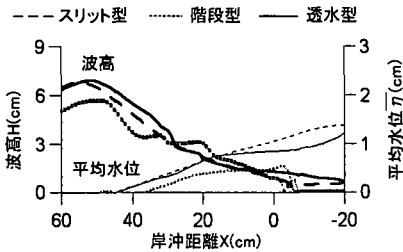


図-1 一様勾配斜面垂直入射に対する再現計算結果

表-1 遡上域における諸量の実験値と計算値の比較

(単位, cm)

		遡上高	静水汀線波高	汀線平均水深
実験値		1.7	1.2	1.2
計算値	スリット型	1.5	0.9	1.1
	階段型	0.5	0.9	0.5
	透水性型	1.5	1.3	0.9

波に対して実験的研究が行われている。その1ケースを対象に選び、計算条件を、入射波高 $H_i=5.2$ cm, 周期 $T=0.8$ s, 沖合水深 $h_0=32$ cm, 斜面勾配 $\tan \beta=1/10$, 岸沖格子間隔 $dX=0.01$ cm, 時間格子間隔 $dt=0.0008$ s として検討を行った。岸沖距離 X は静水汀線を0として沖向きに正をとる。

計算結果を図-1に示す。 $X=60$ cm付近で碎波したのち岸へ向けて波高が減衰し、 $X=40$ cm 辺りから平均水位が上昇する様子は実験結果と良く一致している。遡上域付近の流体運動をより詳しく検討するため、遡上高、初期汀線位置での波高および平均水位を表-1に示す。スリット型および透水性型においては、これらをやや過小評価する傾向にあるものの、碎波帯内の波高・平均水位の様子ならびに遡上域の流体運動の定量的な評価を含めて精度良い再現計算結果が得られていることが分かる。一方階段型であるが、表-1から分かる通り他のモデルに比べて再現性が悪い。汀線波高は他モデルに比較的近い値が得られているものの、遡上高や平均水位の値は他モデルの1/3および1/2程度であった。これは水陸境界条件の設定が原因と思われる。計算安定性にも課題が残る。

(3) 一様勾配斜面斜め入射

次に汀線に対して波が斜め入射する条件で実験を実施し、斜め入射にともなう沿岸流の発生の様子とその大きさについて、スリット型・透水性型に対して比較検討を行う。

実験条件は、 $H_i=4.4$ cm, $T=1.0$ s, $h_0=13.0$ cm, $\tan \beta=1/20$, 初期汀線の法線方向に対する波の入射角 $\alpha=30^\circ$ とし、計算時の格子間隔は $dX=dY=5$ cm, $dt=0.01$ s である。ここでの岸向き平均流速および沿岸流速は、修

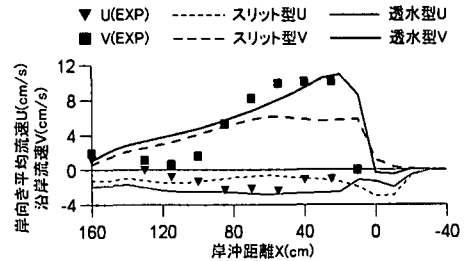


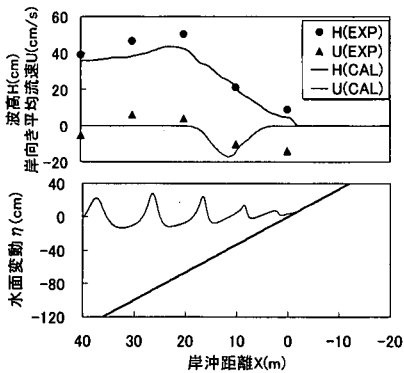
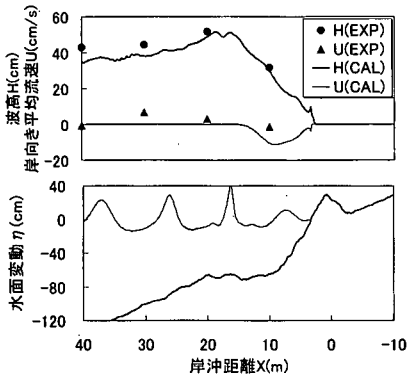
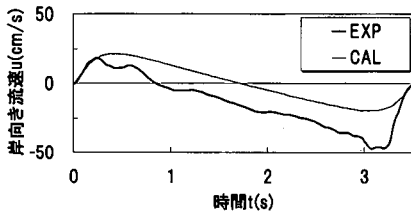
図-2 一様勾配斜面斜め入射に対する再現計算結果

正 Boussinesq 方程式を解いて得られる波谷以深下層波動流速の平均値とする。海浜流について、実験・計算結果を図-2に示す。沿岸流速に着目すると、沖側から碎波点付近の $X=80$ cm までは両者に大きな違いは見られないものの、透水性型では碎波後実験値とほぼ同等の沿岸流が発達し、遡上域では岸向き平均流速、沿岸流速ともに減衰している。透水層に流入した流体は透水層の影響を受けて運動が抑制されたと考えられ、妥当な結果といえる。一方、スリット型では碎波後の沿岸流の発達が抑制されるとともに、遡上域で実測戻り流れと同程度の沖向き平均流速が確認されている。これは波が斜め遡上しているにもかかわらず、平均流は岸沖方向に卓越しており不合理である。

(4) 複雑な断面地形に対する垂直入射

前節まで再現性が最も優れていることが示された透水性型遡上モデルについて、田中ら (2000) による大型断面実験結果を用い複雑な地形への適用性を検討する。実験結果より得られている各時間での砂面高を初期入力地形として、波浪・海浜流計算を行う。計算条件は、4章で行う大型水槽実験の再現計算条件 (表-2) と同一である。 $t=0$ h, 38 h について再現計算を行い、波高、下層平均流速、水位、砂面高の結果をそれぞれ図-3, 4に示す。

図-3の $t=0$ h のケースでは一様勾配斜面に対し、岸に近づくにつれて碎波による波高の減衰ならびに波の前傾化の様子が顕著に現れている。平均流に関しては、芝ら (1993) による戻り流れモデルを用いた。図-3から、戻り流れの大きさは約5 cm/s と実験結果と整合しているが、その分布については静水汀線に有意な戻り流れが見られない。これは、モデル中に地盤の透水性が考慮されていないためであると考えられる。次に $t=38$ h の地形は非常に複雑であるが、流体運動は発散することなく計算されており、碎波変形も明確に現れている (図-4)。さらにおよそ10 cmの波高を有する波が透水地盤に透過する様子が捉えられており、実験値との整合性も良好である。図-5は $t=0$ h のケースで、初期汀線位置 ($X=0$ m) での実験および計算結果の時系列流速を1周期分示したものである。計算結果では流速振幅を過小評価し


 図-3 透水型モデルを用いた再現計算 ($t=0$ h)

 図-4 透水型モデルを用いた再現計算 ($t=38$ h)

 図-5 $X=0$ m での流速波形の比較 ($t=0$ h)

ているものの、流速の前傾化が良く再現できている。

以上、やや急な勾配を有する複雑な地形に対しても、透水型遡上モデルを用いることによって流体運動が良好に再現できることを確認した。

4. 大型水路実験の再現計算

はじめに、田中ら (2000) の実験結果について簡単に述べる。地形変化は 1 時間後 $X=15$ m で高さ 20 cm 程度のバーが発生して岸側へ移動し、やがて汀線付近に表層を粗砂で覆われたバームが形成される。碎波に関しては、地形変化の進行にともない碎波点が岸へ移動し、碎波帯内の底層では約 0.1 m/s 程度の沖向き流れが発生している。この沖向き流れは、バーが発達するにつれて

弱まり、その後有意な定常流は見られない。これは、バーの発達によって碎波形式が変化し、碎波ポアの形成による岸向きの質量輸送量が減少するためと考えられる。芝ら (1993) の戻り流れモデルではこのような碎波形式の変化や地盤の透水性が考慮されていないなど、まだ不明な点が多い。これらを鑑み、本研究ではバーが発達した後は、戻り流れは発生しないと仮定して計算を進めることにした。

さて、碎波帯では渦と乱れが生成され、これは底質移動に大きく寄与する。しかしながら、小林ら (2003) により提案されたシートフロー漂砂量算定式はこの乱れの影響を含んでいない。本研究では、碎波により生成された渦エネルギーの一部が下層の乱れを通じて消費される考え、碎波にともなうエネルギー逸散率をもとに次元解析から乱れ代表流速を算出し、漂砂量算定式中の岸向き代表流速に付加することで、碎波にともなう乱れが底質輸送に及ぼす影響を考慮した。渦は主に碎波前面で生成されるが、沖向き時 (波の谷) には渦の拡散、吸収、消失などにより乱れは弱まる。岸向き時に比べて沖向き時の乱れが底質輸送に及ぼす影響は無視できうる程度と仮定し、ここでは岸向き代表流速のみに乱れ代表流速を加える。

Dibajnia・渡辺 (1987) によれば、単位面積単位時間当りの碎波によるエネルギー減衰率は次式で与えられる。

$$\frac{d(EC_g)}{dx} = -nf_dE \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 E は波動エネルギー、 C_g は群速度、 f_d は碎波減衰係数、 n は浅水度である。下層に輸送される乱れエネルギーの割合は水深が小さくなるにつれ増大すると考えられるので、全水深 D を含めた次元解析を行うと、下層における乱れ代表せん断応力 $\bar{\tau}_t$ は次式で与えられる。

$$\bar{\tau}_t = \frac{A(nf_dE)}{\sqrt{gD}} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 A は乱れエネルギーの下層への寄与率であり、Edward・Douglas (1975) を参考に 10^{-1} のオーダーと考え、試行的に $A=0.05$ とした。せん断応力と流速の関係から、 $\bar{\tau}_t$ を用いて乱れ代表流速 $\bar{u}_t$ は次式により求められる。

$$\bar{u}_t = \sqrt{\frac{2\bar{\tau}_t}{\rho f_w}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 ρ は流体の密度、 f_w は摩擦係数で Jonsson (1966) の摩擦則に基づいて試算し $f_w=0.05$ とした。さらに、実際には底面せん断応力や乱れの作用で舞上がった底質の運動は自由水面によっても制限されるので、平均舞上がり高は全水深の 1/2 以下となる制約を与えた。

小林ら (2003) による三次元海浜変形モデルにこれらの改良を加え、大型断面実験に対する再現計算を行う。

地形変化にともなう波浪・海浜流場を考慮し、初期地形として変形後の地形を再度入力し波・流れ場の計算を行うが、この際の時間間隔は1時間とした。計算条件は、入射位置を $X=80\text{ m}$ とし、その他の条件は表-2の通りである。実験結果および地形変化計算の結果を図-6に、乱れ代表流速分布を図-7に示す。透水型遡上モデルを用いたことで、静水汀線付近にわずかではあるが堆積域が確認できる。図-7を見ると砕波点から遡上域にかけて乱れ代表流速が有意に現れており、特に $X=0\sim10\text{ m}$ では岸向き冲向き両代表流速に大きな差が見られないことから、遡上域前面での底質移動には乱れ流速による寄与が支配的であると推測される。計算における遡上域の地形変化は実験結果のような顕著なバームには至っておらず、遡上域付近の地形変化量を過小評価すなわち乱れ代表流速を過小評価していると考えられる。ここでは式(2)中の乱れエネルギーの寄与率 A を一意に定めたが、

表-2 大型水槽実験再現計算条件

入射波高	0.34 m		細砂	粗砂
周期	3.5 s	代表粒径	0.21 mm	0.84 mm
波浪計算繰返し間隔	1 h	沈降速度	2.3 cm/s	12.4 cm/s
水平方向格子間隔	0.2 m	初期混合率	70%	30%
鉛直方向格子間隔	0.1 cm	砂粒子比重	2.61	
計算時間間隔(波浪)	0.035 s	空隙率	0.4	
計算時間間隔(漂砂)	60 s	初期砂面高	0.5 m	
地形勾配に関する定数	2	混合層厚	4 cm	

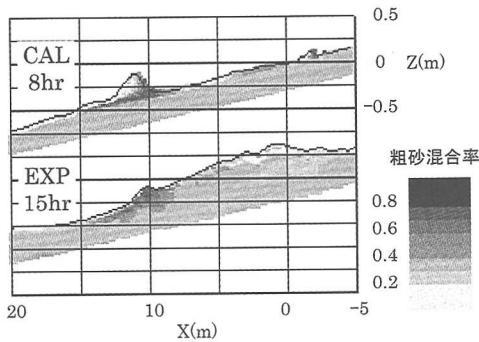


図-6 大型水路実験再現計算結果

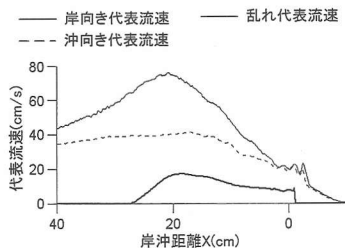


図-7 乱れ代表流速強度

実際には岸沖距離や水深に応じて寄与率は変化することもあると考えられる。さらに、 $X=10\text{ m}$ に発達したバーが見られるが、これは遡上域に比べて砕波帯内の岸向き漂砂量が卓越しこれらの領域間で底質の移動量が不連続となった結果と考えられる。この底質移動量の不連続性は、戻り流れ分布にも大きく影響を受ける。遡上域を含めた乱れ代表流速および戻り流れをより良い精度で算出することで、バーが連続的に岸へ移動し、バームへの発達が期待できる。なお、岸沖方向の計算領域が数十 m のオーダー ($dX=0.2\text{ m}$) に対して、平均舞上がり高は数 mm から数 cm であるため、遡上域で平均舞上がり高に自由水面の制約を加えた効果は特に見られなかった。

5. 平面水槽実験の再現計算

前節と同様に、砕波にともなう乱れ代表流速の導入と平均舞上がり高に自由水面による制約を加えた小林ら(2003)によるモデルを用いて、平面水槽における離岸堤周辺地形変化実験の再現計算を行う。

計算条件は表-3に示す通りで、1時間ごとに波浪・海浜流場を更新し5h後まで再現計算を行い、摩擦係数はJonsson(1966)を参考に $f_w=0.5$ とした。計算結果および小林ら(2003)の実験結果を図-8に示す。透水型遡上モデルおよび平均舞上がり高の影響を受けて初期汀線の陸側まで地形変化計算が可能となり、粗砂が岸に堆積する様子が実験結果と一致している。

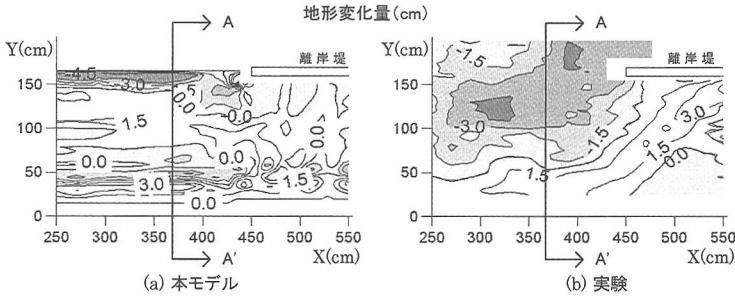
実験結果および小林ら(2003)との地形変化に対する比較を容易にするため、図-8中のA-A'断面の縦断地形を図-9に示す。遡上域に着目すると、本モデルでは実験値をやや過大評価するものの、小林ら(2003)では再現されなかったバームが形成されている。一方、砕波帯内の $Y=90\sim150\text{ cm}$ では、両モデルとも実験結果に見られる4 cm程度の侵食が再現されていない。特に本モデルは堆積傾向にあるが、これは主に前節で述べた乱れ代表流速の精度が不十分であることに起因する。

6. 結 論

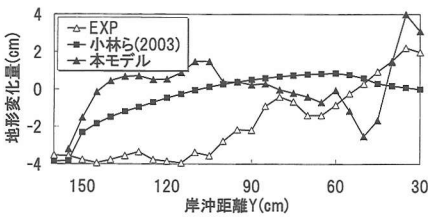
一様勾配斜面に垂直入射・斜め入射する波に対して、スリット型・階段型・透水型遡上モデルを検討した結果、

表-3 平面水槽実験再現計算条件

入射波高	0.04 m		細砂	粗砂
周期	1.0 s	代表粒径	0.21 mm	0.58 mm
波浪計算繰返し間隔	1 h	沈降速度	2.3 cm/s	8.7 cm/s
水平方向格子間隔	5 cm	初期混合率	50%	50%
鉛直方向格子間隔	0.1 cm	砂粒子比重	2.65	
計算時間間隔(波浪)	0.01 s	空隙率	0.4	
計算時間間隔(漂砂)	18 s	初期砂面高	4 cm	
地形勾配に関する定数	2	混合層厚	1 cm	



図一8 平面水槽実験再現計算結果 (5 h)



図一9 A-A'断面における縦断地形変化の比較

透水型が最も実用的であることを示した。さらに、透水型モデルは急な勾配を有する複雑な地形に対しても安定した計算を行うことができ、浅水変形等を含めた遡上域の波浪場を良好に再現できることを示した。また、乱れエネルギーの下層への寄与分から乱れ代表流速を算出し、砕波にともなう乱れが底質移動に及ぼす影響を漂砂量モデルに組込んだ。同時に遡上域で平均舞上がり高に自由水面による制約を加え、大型水槽実験ならびに平面水槽実験の再現計算を行った結果、特に遡上域での三次元海浜変形計算の高精度化には乱れ代表流速モデルの改良が非常に有効であることを示した。

参考文献

- 岩崎敏夫・真野 明 (1979): オイラー座標による2次元津波遡上の数値計算, 第26回海講論文集, pp. 70-74.
- 合田良実 (1970): 砕波指標の整理について, 土木学会論文集, No. 180, pp. 39-49.
- 郷農一之・服部昌太郎・杉本直人 (1996): 斜面遡上波の運動機構に関する実験的研究, 海工論文集, 第43巻, pp. 141-145.
- 高地 潤・佐藤慎司・渡辺 晃 (2002): 前傾化した波と流れによるシートフロー漂砂量, 海工論文集, 第49巻, pp. 426-430.
- 小林 博・本田隆英・佐藤慎司・渡辺 晃・磯部雅彦・石井敏正 (2003): 波の前傾化と混合粒径底質の分級を考慮した3次元海浜変形シミュレーション, 土木学会論文集, (印刷中).
- 佐藤慎司・鈴木秀典 (1990): 砕波帯における底面流速変動波形の評価法, 海工論文集, 第37巻, pp. 51-55.
- 佐藤慎司・田中正博・樋川直樹・渡辺 晃・磯部雅彦 (2000): 混合粒径砂の移動機構に基づくシートフロー漂砂量算定式の提案, 海工論文集, 第47巻, pp. 486-490.
- 芝 和彦・磯部雅彦・渡辺 晃 (1993): 波浪場と海浜縦断地形変化の非線形数値計算法, 海工論文集, 第40巻, pp. 376-380.
- 田中正博・井上 亮・佐藤慎司・磯部雅彦・渡辺 晃・池野正明・清水隆夫 (2000): 2粒径混合砂を用いた大型海浜変形断面実験と粒径別漂砂量の算出, 海工論文集, 第47巻, pp. 551-555.
- Cruz・横木裕宗・磯部雅彦・渡辺 晃 (1993): 非線形波動方程式に対する無反射境界条件について, 海工論文集, 第40巻, pp. 46-50.
- Dibajnia・渡辺 晃 (1987): 波浪場と海浜縦断地形変化の数値計算モデル, 第34回海講論文集, pp. 291-295.
- Dibajnia, M. and A. Watanabe (1996): A transport rate formula for mixed-size sands, Proc. 25th ICCE, pp. 3791-3804.
- Edward, B. T. and L. I. Douglas (1975): Vortex generation by oscillatory flow over rippled surfaces, J. Geophysical Research, Vol. 80, No. 24, pp. 3475-3484.
- Jonsson, I. G. (1966): Water boundary layers and friction factors, Proc. 10th ICCE, pp. 127-148.
- Kennedy, A. B., Q. Chen, J. T. Kirby and R. A. Dalrymple (2000): Boussinesq modeling of wave transformation, breaking and runup. I: 1D, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol. 126, pp. 39-47.
- Wei, G., J. T. Kirby and A. Sinha (1999): Generation of waves in Boussinesq models using a source function method, Coastal Eng., Vol. 36, pp. 271-299.
- Zheng, P. (1999): A high order numerical model for waves and currents based on Boussinesq equations, Doctoral Dissertation, Univ. of Tokyo, 170 p.