

河口砂州の生成に及ぼす河川水と海岸波動の影響に関する 基礎的数値実験

細山田得三*・張 瑞瑾**・星野雄亮***

2004年(平成16年)7月13日の新潟県中越地区の大被害をもたらした降雨により、それまで強固と考えられていた阿賀野川河口砂州のフラッシュが発生した。その後、その年の冬季により徐々に河口砂州の再生成が生じた。本研究では冬季風浪による河口砂州の生成を表現するため、多方向不規則波を入力条件としたプシネスク型の波動モデル、それに基づく海底地形変動、さらに河川水と土砂の流入を統合した数値モデルを構築した。本モデルを単純な地形形状に対して適用し、その基礎的なふるまいについての調べた。その結果、主波向きが岸沖方向から見て30°程度の場合、河口に左右非対称な砂州が形成される結果となった。

1. はじめに

日本海に面した河口砂州は、一般に夏季の出水時にフラッシュされ、冬季の定常的な風浪で再度生成されるというサイクルを繰り返していることがよく知られている。夏季の出水時には河口砂州による流水能力の低下に伴い河道内水位の堰上げが生じ、危険となることから河口砂州のフラッシュは治水安全上極めて重要となる。日本海に面した新潟県の阿賀野川の河口砂州はこれまでの経験から基準点(馬下観測所)での流量が $6,000 \text{ m}^3/\text{s}$ を越えるとフラッシュすると考えられていたが、近年は砂州付近で植生が繁茂して強固な砂州が形成されたため、2002年(平成14年)の出水では $6,000 \text{ m}^3/\text{s}$ の流量でもフラッシュされなかった。特に植生の繁茂が顕著である左岸においてその傾向が強かった。しかし、2004年(平成16年)7月13日の新潟県中越地区の水害においてさらにそれを超える出水となり、河口砂州のフラッシュが観測された。写真-1にはフラッシュされる前後の河口砂州の様子を比較して示している。これにより昭和53年の出水時に観測されたように顕著な河口テラスが形成されているはずであり、さらに冬季の風浪によって砂州が徐々に回復している状況にある。一方、一般的に河口砂州は塩水の遡上を抑制する効果や河口における生態系維持への寄与など有用な面もあり、必ずしも除去されることが望ましいわけではない。それらを踏まえた適切な河口管理技術の進展が望まれている。そのためには河口の基礎的な動態について十分な知見を得ることが重要である。

海岸工学の分野では漂砂と海岸侵食に関連して、河口での砂州の生成やそれにとまう海岸地形の変化について古くから関心が高い(黒木, 1988)。近年の河口砂州

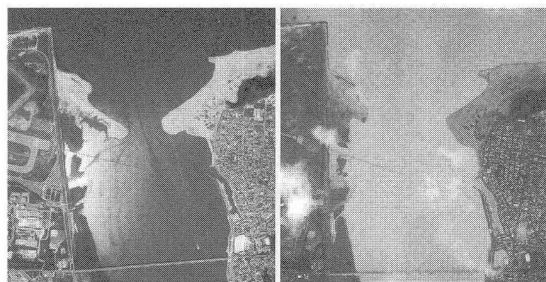


写真-1 フラッシュ前後の砂州形状の変化
左: 出水前 2004.5.26 右: 出水後 2004.7.16 撮影
洪水発生: 2004.7.13 国交省阿賀野川河川事務所提供

に関する研究としては東北大学の研究者が科学研究費「全日本比較河口学の展開」の共同研究者として全国に呼びかけ、日本全国各地における河口の動態について調査研究を行っている。例えば真野ら(2004, 2005)やSuprijoら(2004)では、波動や潮汐と河川流によって土砂の輸送(増加と減少)をモデル化し、それらがつりあった平衡状態での河口の開口幅の算定を行っている。

冬季の砂州の生成には波の多方向性や不規則性、気象擾乱の東進にとまう主波向きの変化などの波浪条件に加えて河川流や河口地形の影響が複雑に融合している。海岸波動や海浜流、河川流とそれに伴う土砂輸送、それらによる河口地形の変化はそれぞれが互いに影響しあうため非常に複雑であり、相互作用を統合的に評価する数値モデルの構築が望まれている(Hiraishiら, 2000; Hosoyamadaら, 2002)。

本研究では河口における多方向不規則波と河川流の相互作用、それに応じて形成される海浜流と地形変化とを総合的に評価する数値モデルを構築した。これらはいへん複雑であるため、本研究では単純化された地形に対して適用し、モデルの基本的な動作特性を把握するとともに実際の現地である、阿賀野川河口砂州への適用性について検討した。

* 正会員	工博	長岡技術科学大学助教授
**		長岡技術科学大学工学研究科エネルギー環境工学専攻
***	工修	新潟県

2. 数値モデルの概要

数値モデルの概要は以下の通りである。

- 方向スペクトルを積分することによる多方向不規則波の水位時系列による入射波の設定
- 遡上や越波を考慮したブシネスク型の波動モデル
- 波動モデルによって算出される流速値を時間平均して海浜流成分の抽出
- 海浜流から浮遊砂、掃流砂量を計算して地形変化を求める。

上記の項目をすべて1つの時間ステップの中に収めることによって波動、海浜流、地形変動が相互作用した結果が時々刻々算出されることになる。今回の研究では、基礎的な知見を得るために阿賀野川河口の実地形を用いず、一般化したモデル河口を対象にして研究を行った。波の条件として主波向、波高、河川流の条件として流量を種々変えて計算を行った。

(1) 多方向不規則波の造波方法と河川水の表現

数値モデルにおいて多方向不規則波を発生させる手法としては、計算境界における水位の時系列に波の多方向性と不規則性の指標である方向スペクトルの分布形状を反映させる方法を用いた。スペクトルの形状はブレット・シュナイダー・光易型などのモデルを用いる場合と現地観測によって求めた方向スペクトルを用いる方法がある。今回は Mituyasu ら (1975) によるブレット・シュナイダー・光易型のスペクトルを用いて計算を行った。位相の不規則性を表現するために周波数方向に対してのみ位相に乱数を与えて時系列を発生させた。造波境界の形状はL型とし、有効造波領域を広くとることとした。この方法によって任意の方向スペクトルに対応した多方向不規則波の造波が可能となるが、本論文では主波向だけを変化させたケースについて報告する。そのため有義波高、有義波周期はそれぞれ新潟西海岸のエネルギーピーク波に対応した、4 m、9 s の一定値とした。

河川流の運動については波動場の方程式との相互作用を含める必要があるため、波動の運動方程式と同一とした。すなわち波動場に対しては沖側での造波境界を、河川流に対しては河川上流端での単一方向の流量(運動量)をそれぞれ与えることによって計算した。具体的には冬季における流量が低下した状態に対応するため、線流量で $0.1 \text{ m}^2/\text{s}$ とした。

(2) 計算モデルの基礎方程式と海浜流の表現

計算に用いた波動モデルの基礎方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial Q_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q_x^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q_x Q_y}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + MD_x$$

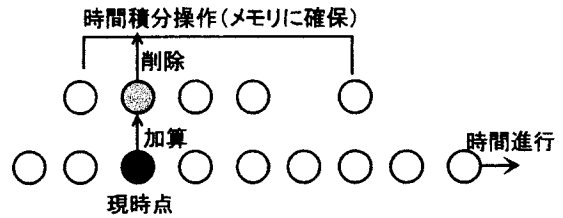


図-1 時間積分操作の高速化

$$= \left(B + \frac{1}{3} \right) h^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 Q_x}{\partial t \partial x} + \frac{\partial^2 Q_y}{\partial t \partial y} \right) + Bgh^3 \left(\frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial x \partial y^2} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial Q_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q_x Q_y}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q_y^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + MD_y$$

$$= \left(B + \frac{1}{3} \right) h^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 Q_x}{\partial t \partial x} + \frac{\partial^2 Q_y}{\partial t \partial y} \right) + Bgh^3 \left(\frac{\partial^3 \eta}{\partial y^3} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial x \partial y^2} \right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

式(1)、(2)、(3)は連続式、 x, y 方向の運動方程式であり、 h, D は静水深および h と波による水位変動の和とし、未知数である水位 $\eta (= D + z_b)$ 、それぞれ x, y 方向の線流量 Q_x, Q_y の時間発展を計算する。 B は深海領域でも精度が比較的高いと言われている $1/21$ としている。 g は重力加速度である。式(2)、(3)の左辺の最終項は、渡辺・丸山(1984)によって提案された碎波減衰項であり、碎波指標に基づいて計算される。

海浜流は線流量の値を時間平均し、水深で除すことによって求めた。この線流量には河川の流量が含まれているため、河川流の影響を含めた海浜流を評価することができる。海浜流の成分は流速の時間平均値であるが、時間的な連続量であり、流速を計算する各時間ステップでも算出される必要がある。このため図-1に示すように、1つ前の時間ステップでの時間積分値が既知であるとして、その値に新しく計算された流速値(黒丸)を加え、平均操作から除外される流速値(灰色丸)を差し引いた。この計算により、現時点での時間積分値が更新されることになる。なお、計算の開始時間ではその前の時間積分値はゼロとすればよい。以上の方法により、時間積分に必要な計算ループを新たに設けることなく、各ステップで時間積分と平均値が時々刻々算出されることになる。ただし、時間積分に利用したデータはメモリに記憶しておく必要がある。

(3) 地形変化の表現

海浜地形の変化は、海浜流による砂の輸送(掃流砂と浮遊砂)によって地盤高が変化するものとして計算した。砂の移動量については掃流砂と浮遊砂の2つを同時に評価することができる Bailard (1981) によって提案された式を用いた。以下にはその基礎方程式を式(4)、

(5), (6) で示す.

$$\bar{q}_B = \frac{C_f \varepsilon_B}{(\rho_s/\rho - 1)g \tan \phi} \left(\bar{u}_b |\bar{u}_b|^2 - \frac{s}{\tan \phi} |\bar{u}_b|^3 \bar{i} \right) \dots\dots\dots (4)$$

$$\bar{q}_s = \frac{C_f \varepsilon_s}{(\rho_s/\rho - 1)g w_s} \left(\bar{u}_b |\bar{u}_b|^3 - \frac{\varepsilon_s}{w_s} s |\bar{u}_b|^5 \bar{i} \right) \dots\dots\dots (5)$$

$$\bar{q}_m = \bar{q}_B + \bar{q}_s \dots\dots\dots (6)$$

ここで, q_b , q_s はそれぞれ, 掃流砂, 浮遊砂のフラックスである. C_f は底質の抗力係数(無次元数), ε_b , ε_s はそれぞれ掃流砂, 浮遊砂に対する無次元定数, ρ_s は底質の密度(kg/m^3), ρ は水の密度(kg/m^3), w_s は底質の沈降速度(m/s), $\tan \phi$ は底質の内部摩擦角, s は海底勾配(無次元数), i は底面における局所的な斜面を登る向きの水平単位ベクトルである. 本研究では $C_f=0.01$, $\varepsilon_b=0.13$, $\varepsilon_s=0.025$, $\tan \phi=0.78$, $w_s=0.005$ とした. このようにして正味の砂の輸送量 q_m が計算され, 各計算格子点で式(7)より地盤標高 z_b の時間変化が計算される.

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} = -(1-\lambda) \nabla \cdot \bar{q}_m \dots\dots\dots (7)$$

なお λ は砂の空隙率である. また, 地形変化の計算の際, 傾斜が安息角を越えて急になることがないように, 補正を行った.

計算領域は, 縦横 200×200 の 5 m 正方直交格子に分割され, 全域で 1 km 四方とした. 中央に設けたモデル河川は, 20 格子とし, 川幅が 100 m となる. 阿賀野川の河口幅は 1 km 程度であり, この計算は水平方向には $1/10$ に縮小されている. ただし, 波高は現地スケールとなっており, 実際よりも地盤の動きが強調されることになる. 時間積分には陽的なスキームを用い, このため計算ステップは 0.1 s とした.

3. 計算結果と考察

図-2 には, 発生した多方向不規則波の水面変動の空間分布を示している. 左上から右下方向が岸沖方向であり, 右上から左下方向が沿岸方向である. 上段から下段に岸沖方向から見た主波向きがそれぞれ 75° , 45° , 15° である. いずれの場合も計算領域の沖側では主波向きと波面が直交しており, 所定の波が発生したものである. 図の中央付近で水位変動が激しい領域が現れているが, これは碎波によるものである. 碎波帯を通過した波は再び安定的な進行波となって岸に近づいている. また, 波の屈折も顕著であり, 通常の海岸波動の性質は満足されているようである. 発生した波のデータから方向スペクトルの再構成を行うべきところであるが, 今回は実施していない. 計算領域の右下方向が陸域であり, その中央部に設けた河口への波動の侵入が確認できる. この3

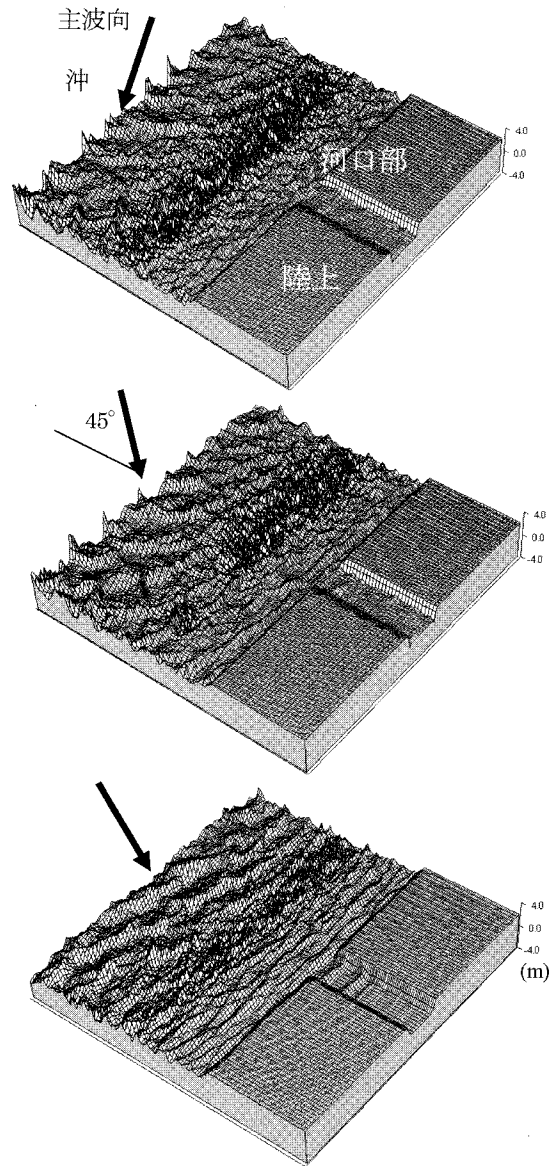


図-2 河口周辺の波動場の状況
入射角上段より, 75° , 45° , 15°
新潟西海岸設計波相当の入射波条件

枚の図において, 河口に遡上する波は主波向きが岸沖方向に近い(すなわち入射角が小さい)ケースほど顕著になることがわかる. また, 計算領域の中央部付近の碎波帯の広がり, は主波向きの角度が大きくなるにつれて広がっている. これは斜め方向から入射するために碎波帯が沿岸方向に広がったためである.

碎波帯を通過した波は再び安定的な進行波となって岸に近づいている. また, 波の屈折も顕著であり, 通常の海岸波動の性質は満足されているようである. 発生した波高のデータから方向スペクトルの再構成を行うべきと

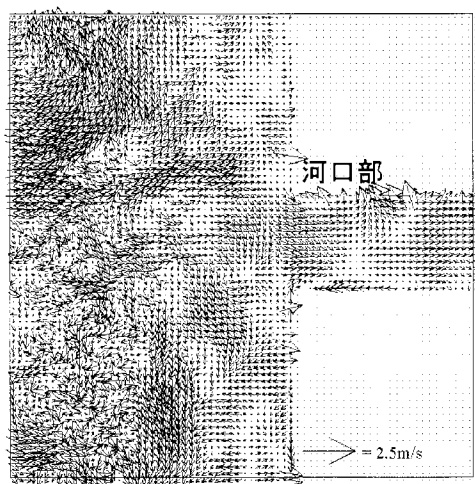


図-3 有義波周期で時間平均した底面流速場
入射角 0°

ころであるが、今回は実施していない。計算領域の右下方向が陸域であり、その中央部に設けた河口への波動の侵入が確認できる。この3枚の図において、河口に遡上する波は主波向きが岸沖方向に近い（すなわち入射角が小さい）ケースほど顕著になることがわかる。また、計算領域の中央部付近の碎波帯の広がり、主波向きの角度が大きくなるにつれて広がっている。これは斜め方向から入射するために碎波帯が沿岸方向に広がったためである。波動場による流速を図-1に示した要領で有義波周期で時間平均すれば砂の移動に寄与する流速成分が計算される。図-3にはそのようにして求めた断面平均流速に底面への伝達関数を乗じて求めた底面流速分布を示す。主波向きの入射角は 0° である。河口の外部では様々な循環流が見られ、また沿岸方向に強い流れとなっているものも見られる。また、入射角が 0° であり、河口に直接波が入り込むため、河口からの強い流入流速が生じていることが認められる。

図-4にはモデル河口地形に対して主波向きを4通りに変化させて計算した多方向不規則波の水位変動の瞬時値（左列）と河口部分を拡大した地形変化の様子（右列）を示している。沖側では波は多方向性が強いが岸に近づくにつれ碎波が生じ、さらに屈折によって波向きが岸沖方向に変化し、沖側での波向きの違いが薄れているように思われる。しかしながら、地形変化は波向きに対して鋭敏に反応し、特に河口部分の地形変化にその影響が現れている。主波向きが 45° と 30° の場合、沿岸流が強化され、白い矢印で示したように沿岸流の下手方向に砂州が伸張してゆくことがわかる。本研究の範囲ではこのような砂州の伸張は河口周囲の前浜のモデル地形の変

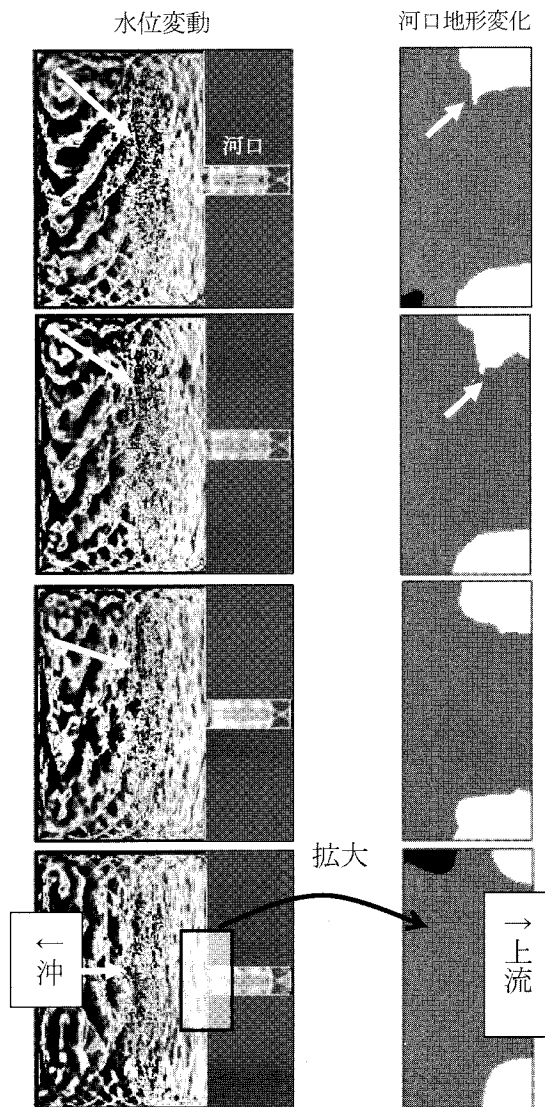


図-4 水位変動（左）と拡大された河口の地形変化の平面図（右）

上から主波向き $45, 30, 15, 0^\circ$

動によるものであり、海浜流による海底地形の変化がこのような砂州の伸張に強く影響与えているわけではない。主波向きが 15° 、 0° と鋭角になるにつれて河川流とは逆方向に波が入射するため、河口の地形が河川上流側に押し込まれていく現象が見られ、河口形状の変化が左右岸で対象性を持った。

4. 阿賀野川の現況との比較

阿賀野川河口周辺の海域における波浪観測は、国土交通省の全国港湾海洋波浪観測網（NOWPHAS、沿岸開発技術研究センター1996）において、新潟沖において実

施されている。本研究が実施された2005年の前半においては洪水による砂州のフラッシュ後の波浪観測データの公開がなされていないが、過去の統計によると年間を通して波向きはNNWからNW方向となっている。この向きは図-3における -30° の向きとなっている。このため現地においては東向きの漂砂が卓越していると考えられる(黒木, 1988)。阿賀野川の砂州は左岸の方が強固であり、右岸よりも顕著なものとなっている。これは計算において $+30^\circ$ を主波向としたケースにおいて確認された右岸の砂州の伸張と対応していると考えられる。

5. ま と め

以上の結果から本モデルの数値計算結果について定性的に現実の河口砂州を再現することが期待できることがわかった。主波向きが 0° から 15° 程度では河口砂州の成長は顕著ではなく、 30° 程度になると左右岸で非対称な砂州の成長が顕著となった。

本研究によって多方向不規則波を用い、河口域における波動場と地盤変形を考慮した統合的な数値計算の可能性を見出すことができた。現時点での問題点としては、地盤高の変化について定性的な一致までしか確認されていないこと、計算結果の検証に見合うほどの実海域での観測データが不足していること、さらに計算を実行する上での実海域の詳細な地形データの取得が困難であることを指摘おきたい。

本研究は、科学研究費(全日本広域土砂収支評価, 基盤研究(B)(1)14350262代表者東北大学田中仁先生)の補助を受けた。また、河川懇談会(座長; 中央大学福岡捷二先生)より有益な助言を受け、これと連動して国土交通省阿賀野川河川事務所(皆本重雄前所長, 山田幸男前調査課長, 松井渉調査係長)にはデータの提供等にご協力を頂いた。ここに謝意を表する。

現在著者らは国交省阿賀野川河川事務所と共同研究を実施しており、河口砂州の地形変化のモニタリングと数値計算およびADCPによる河川の流動特性を実施し、最適な河口管理への発展を目指している総合研究を行っている。本報はその成果の1つであることを付記する。

参 考 文 献

- (財)沿岸開発技術研究センター(1996), 全国港湾海洋波浪25ヵ年統計資料, p. 640.
- 科学研究費補助金基盤研究(C)(2)研究成果報告書(2005): 河口および潟湖入り口における地形平衡条件に関する研究, 研究代表者真野明, pp. 18.
- 科学研究費補助金基盤研究(B)(1)研究成果報告書(2005): 全日本広域土砂収支評価, 研究代表者田中仁, pp. 171.
- 黒木敬司(1988): 阿賀野川河口周辺の長期的地形変化, 海岸工学講演会論文集, 第35巻, pp. 442-446.
- 佐藤智昭・Totok Suprijo, 真野明(2004): 河口砂州を有する主な河川の最狭開口部平衡条件, 海岸工学論文集, 第51巻, pp. 526-530.
- 渡辺晃・丸山康樹(1984): 碎波変形を含む波浪場の数値計算法, 海岸工学講演会論文集, 第33巻, pp. 103-107.
- Bailard, J. A. (1981): "An energetic total load sediment transport model for a plane sloping beach" J. Geophys. Res., Vol.86, No. C11, pp. 10938-10945.
- Hiraishi, T., K. Hirayama and I. Uehara (2000): "Modeling of Wave, Nearshore-Current and Sediment Transport around Detached Breakwater" Hydrodynamics IV, ICHD2000, pp. 647-652.
- Hosoyamada, T., S. Yoshida and G. Tsujimoto (2002): A Numerical Simulation of Multi-directional irregular wave fields around coastal structures, Advances in Hydraulic Water Engineering Volume II Proceedings of the 13th IAHR-APD Congress, pp. 871-876.
- Mitsuyasu, et al. (1975): "Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy" J. Phys. Oceanography, Vol.5, pp. 750-760.
- Totoku Suprijo, Akira Mano (2004): Maximum Flow Velocity in Equilibrium Tidal Inlets, Journal of Coastal Research, Issue 39, SI 39.