

準3次元高潮数値モデルとその適用性

山下隆男*・土屋義人**・吉岡 洋***・吉野敏成****

1. 緒 言

従来、高潮の数値計算には水平2次元の1レベルモデルが用いられているが、海面および海底におけるせん断力をより厳密に記述するためには、3次元モデルが必要である。本研究では、乱流特性を考慮した準3次元モデルをまず簡単な場に適用して、実験結果との比較により境界条件の設定方法の検討及びパラメーターの決定を行うとともに、モデルの特性を明らかにする。次に、モデルを田辺湾に適用し、超音波ドップラー流速プロファイラー(ADCP)による観測結果と比較して、現地適用に対する可能性を検討する。

2. 準3次元高潮数値モデル

使用する数値モデルは、高潮や潮流などの非定常流れの解析を対象とした準3次元モデルである。基礎方程式は、移流項、拡散項およびコリオリ力を考慮し長波近似と時間平均操作を施した Navier-Stokes 方程式と連続式とで記述され、それに鉛直方向に有限要素法、水平方向には有限差分法の格子点法を適用して数値計算を行う。

2.1 基礎方程式

基礎方程式を形成する準3次元の長波近似式は次式で与えられる。なお、座標軸は原点を静水面上におき、 x 、 y 軸を水平方向に、 z 軸を鉛直上向きにとっている。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_r \frac{\partial u}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_r \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_r \frac{\partial u}{\partial z} \right) + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - f v = 0 \quad \cdots (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_r \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_r \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_r \frac{\partial v}{\partial z} \right) + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + f u = 0 \quad \cdots (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \cdots (3)$$

ここに、 t : 時間、 u 、 v および w : x 、 y および z 方向の流速の各成分、 ζ : 平均水面からの水面の上昇量、 g : 重力加速度、 ν_r : 渦動粘性係数、 f : コリオリ係数である。鉛直流速および水面上昇量は水深を h として、連続式を鉛直方向に積分することにより、それぞれ次式のようになる。

$$w(x, y, z) = -\frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^z u dz - \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^z v dz \quad \cdots (4)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\zeta} u dz - \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\zeta} v dz \quad \cdots (5)$$

一方、流れの乱流特性を考慮するために、渦動粘性係数の時空間的分布を乱流モデルを用いて適切に与える必要がある。代表的な multi-equations 乱流モデルである k - ϵ モデルの基礎方程式は次式で示される (Rodi, 1984)。

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} + w \frac{\partial k}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_r}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_r}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_r}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P - \epsilon \quad \cdots (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \epsilon}{\partial y} + w \frac{\partial \epsilon}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_r}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_r}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_r}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) + c_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} P - c_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k} \quad \cdots (7) \end{aligned}$$

$$\nu_r = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad \cdots (8)$$

ここに、 k : 乱れエネルギー、 ϵ : 乱れエネルギーの散逸率、 P : Production 項を表す。式中の5つの未定数値は、実験や観測のデータに適合するように求められる。

2.2 数値計算法

以上の基礎方程式をある初期、境界条件のもとに数値積分して流れの3次元場を計算できるモデルを考える。ここでは、Koutitas・O'Connor (1980) のモデル化に倣い、鉛直方向の運動方程式には有限要素法を適用し、平均流の連続式は有限差分法により解く方法を用いる。すなわち、海面上昇量 ζ は、得られた流速の鉛直分布を海底から海面まで積分して線流量を求め、陽解法の差分計算により得られる。計算領域は、水平方向に直交格子網を配置し、鉛直方向には解の解像度や安定性、計算時間

* 正会員 工修 京都大学助手 防災研究所
 ** 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所
 *** 理博 京都大学助手 防災研究所
 **** JR九州 施設部 工事課

などを考慮した節点分割を行う。Galerkin 法による有限要素法を適用すると、最終的には線形の連立一次方程式系を得ることができ、それを Gaussian elimination method に従って解く。また、 $k-\epsilon$ モデルの基礎式に対しても平均流の運動方程式と同様の手法をとるが、その際、Advection, Diffusion および Production の各項は鉛直成分のみを考慮することにする。

3. 数値モデルの基礎的検討

3.1 海底および海面における境界条件

海底に non-slip condition を仮定し、壁面近傍の流速の鉛直分布を壁面則 (the universal law of the wall) で与え、 $k-\epsilon$ 乱流モデルの境界条件を次式で表す。

$$\frac{k}{u_r^2} = \frac{1}{\sqrt{C_\mu}}, \quad \epsilon = \frac{u_r^3}{\kappa y} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 u_r は摩擦速度、 κ は Kármán 定数、 y は壁面からの距離である。一方、平均流の境界条件はせん断応力の等値関係から、海水面および海底でそれぞれ次式で与えられる。

$$\left(\nu_T \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=\zeta} = \tau_s, \quad \left(\nu_T \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=-h} = \tau_b \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 τ_s は海水面におけるせん断応力であり、また τ_b は海底におけるせん断応力である。

これらの境界条件をモデルに適用する場合、境界流速をどのように決定するかという問題が生じる。すなわち、せん断応力 τ_s または τ_b が特定できても平均流の勾配が境界上で与えられる場合には、それを隣の節点に外挿するときに節点分割幅が流速値に大きな影響 (誤差) を与えることになる。本研究では海底および海面における境界条件を受け渡す節点を設定し、ここでの分割幅を固定することにより、境界での外挿流速値の分割幅依存性を除去する方法を用いる。具体的には、海面および海底で境界条件を与える分割幅を $\Delta z_s = 1.35$ m および $\Delta z_b = 0.1$ m に固定し、この条件でせん断応力が表示されるような渦動粘性係数を与えることとする。そのため、一様水深の矩形水路内での吹送流による吹き寄せ効果および流速の鉛直分布が、それぞれ単層モデルによる水位上昇量および Baines・Knapp (1965) の吹送流の実験結果に適合するよう、境界での渦動粘性係数値を特定した。

3.2 スイングテスト

完全反射条件の仮定された両端の閉じた水深 20 m の一様水深矩形水路で自由振動の実験を行った。実験水槽の長さ $L = 10,000$ m、幅 $B = 3,000$ m、水平方向の空間刻み幅 $\Delta x = 1,000$ m、鉛直方向の節点分割は等分割とし、分割数 35 とした。また、時間刻み $\Delta t = 10$ sec で、初期の水面形 $\zeta(x) = 0.0001x - 0.5$ とし、初期流速分布 $u(x, z) = 0$ とした。また、乱流モデルは zero-equation モデルに

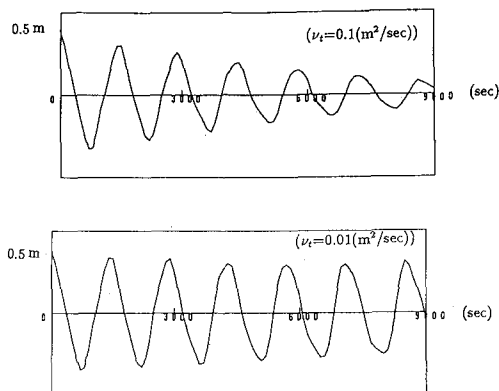


図-1 水路右端における水位変動

よるものである。

図-1 は渦動粘性係数 ν_T の値を変えて、水位の減衰特性を比較したもので、縦軸は水路端の水位変動量、横軸は時間経過を表している。この減衰特性から海底の ν_T を決定すればよく、数ケースのテストによると単層モデルとの比較からは $0.01-0.05$ (m²/sec) が適当な値であろうと考えられる。なお、この計算結果から得られる周期は約 1,400 sec であり、水深 20 m における長波の伝播速度から求めた固有振動周期 1,428 sec とほぼ一致している。

3.3 吹送流実験

3 次元モデルにおいて、渦動粘性係数 (k および ϵ) の分布および海面、海底におけるせん断応力の設定は流速分布および水位変動量を決定する要因であり、吹送流場においてこれらを適切に与えるため、スイングテストと同じ水路で吹送流のシミュレーション実験を行った。そして水槽内での最大の水位上昇と静水深との関係から、吹き寄せに寄与する海面せん断応力の効果を検証した。

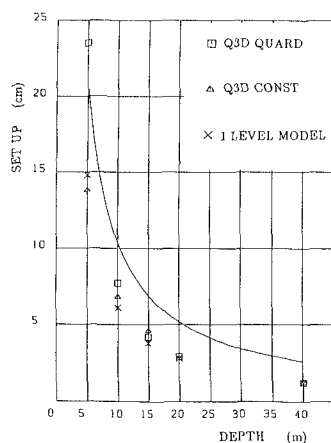


図-2 水深-水位上昇の関係

水路の水深を変化させ、ここで開発した準3次元モデルおよび単層モデルによる計算結果から、図-2にそれらの比較を示す。準3次元モデルでは渦動粘性係数を一定においたもの(図中Q3D CONST)、鉛直方向の分布を次式で表される2次関数でおいたもの(図中Q3D QUARD)の2ケースについて行った。

$$\nu_r = 0.01 + \kappa C_\mu \left(1 - 3.6 \frac{z}{h}\right) \frac{z}{h} \dots\dots\dots (11)$$

また図中の実線は、吹き寄せ高潮の理論定常解を示す。これからわかるように、渦動粘性係数を一定においた場合には、水深-水位上昇の関係は理論値に近いが水位上昇はやや低めに評価され、2次関数で与えた場合には、水深の減少に伴い上昇量が若干大きめに計算される。この場合の流速の鉛直分布については、Baines・Knapp (1965)の実験結果と比較すると、海面直下での Δz を大きくするか、または渦動粘性係数を小さくすれば、流速、水位上昇はともに大きめに計算される。図-3に、この計算例を示す。図中、縦軸の目盛りは静水深で無次元化し

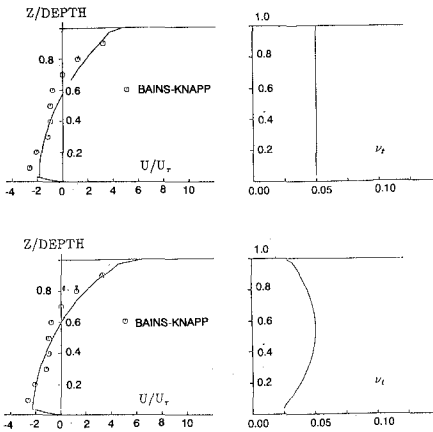


図-3 水路中央部における流速の鉛直分布

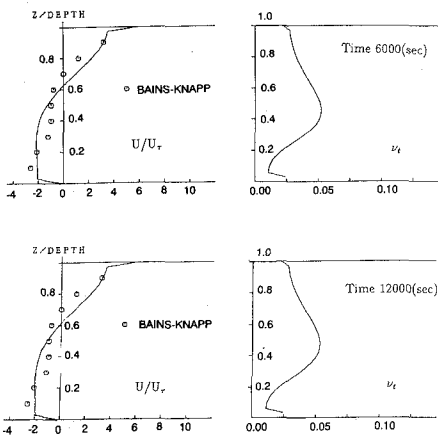


図-4 $k-\epsilon$ モデルを用いた場合の流速の鉛直分布

た海底からの位置、横軸は u_r で無次元化した流速を表す。また、Baines・Knappの実験結果は○印でプロットしてある。なお、用いた渦動粘性係数を図の右側に示してある。計算結果で流速の転向点は実験結果より、多少、海底よりになっているが、全体的にはほぼ満足のいく吹送流および戻り流れが再現できている。

また、図-4に $k-\epsilon$ モデルを用いた場合の実験結果を示す。この結果によると、渦動粘性係数の分布は、zero-equationモデルで仮定した放物線形状に近く、先の数値実験の仮定が妥当であることが $k-\epsilon$ モデルを用いた計算結果から示されたと考えてよさそう。ただし、 $k-\epsilon$ モデルは多大の計算時間が必要であるため、以下の計算には渦動粘性係数の分布を放物線形状で与えたzero-equationモデルを用いることにする。

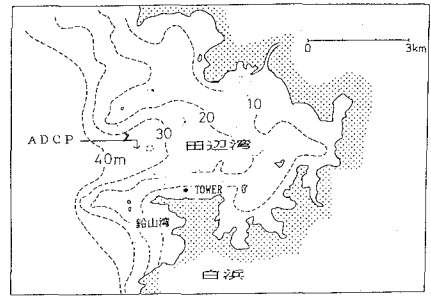


図-5 ADCP 設置地点および白浜海洋観測塔 (TOWER)

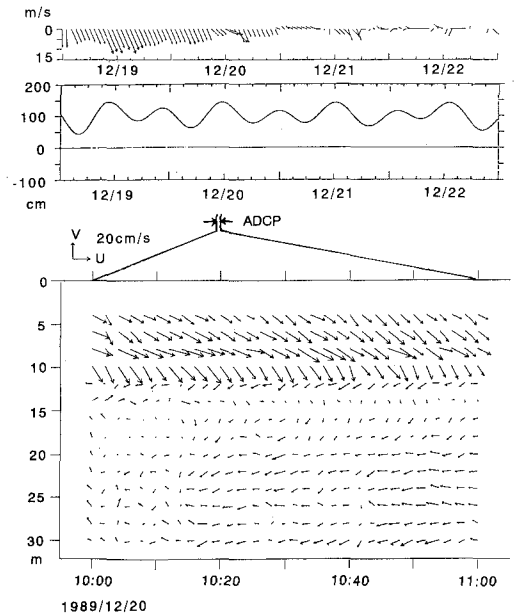


図-6 冬の風ベクトル (上)、潮位 (中) および流れの鉛直分布 (下)

4. 3次元モデルの田辺湾への適用

4.1 ADCP による田辺湾の流速観測

京都大学防災研究所附属白浜海象観測所では、ADCP のテスト観測として、冬期 (1989 年 12 月)、春期 (1990 年 5 月) および夏期 (1990 年 7 月) に、潮流・吹送流観測を和歌山県の田辺湾で実施した。ADCP (RD-INSTRUMENTS 社製, DR-SC300) は湾口の中島付近の水深約 34 m の海底 (図-5) に設置した。このあたりの海底は、細かい砂地の平坦な地形をしている。観測結果の概要を以下に示す。

a) 冬期の流れ

12 月 20 日 10 時から 11 時にかけて ADCP で得られた流速分布と、その前後の風と潮位の変化を図-6 に示す。風および潮位は、図-5 で示した白浜海洋観測塔データを用いた。この時期 (12 月中旬) は水温、塩分は表面から海底までほぼ一様になっていると予想される。前々日から当日の朝方まで約 48 時間強い冬期季節風が吹いて、ADCP 観測は風が少し弱まった時に行なわれた。

流れの図は、水平流速ベクトルを深度別に並べたものであり、上向きが北流、右向きが東流を表す。表面から 8 m の深さまでは、20 cm/s の SE-ESE の流れが卓越している。その下の流れは微弱であり、20 m 以深では西向きの流れとなっている。潮位は 11 時 10 頃に満潮になっているので、ADCP 計測中の潮流は弱いと思われる。表層の流れは風の方向とほぼ一致しているので、冬期の非成層時に季節風が 2 日間吹くと、水深 10 m 程度の深さまで吹送流が発達することがうかがわれる。

b) 春期の流れ (図省略)

4 月 24 日から 26 日にかけて 48 時間 ADCP を設置した。25 日に NW の風 (冬期季節風と同じ) が半日間強く吹いた。水深 10 m 付近まで水温、塩分の季節躍層が存在

していた。風の強く吹いた時刻でも表層 4 m 層では強い風成流は見られなかった。吹送時間が短かったためか、それとも密度成層が発達していたためか興味ある現象である。また、風が弱くて潮流が卓越していると予想される時刻には、季節躍層以浅では強い流れが現われたが、それ以深では微弱ながら逆流傾向がみられた。

c) 夏期の流れ (図省略)

計測中に南風が吹いたが全体に風は弱かった。10 m 付近まで季節躍層が存在した。観測期間中は上げ潮時で、上げ潮流は上層 10 m に限られ、下層はそれと同じ強さで逆流していた。

以上の結果から、風速 10 m 程度の海上風下では、冬期非成層時には風成流が深い層まで (~ 10 m) 発達するが、夏期の成層時には表層 (< 4 m) に限られること、潮流は内部潮汐成分が成層時には卓越していることがわかる。

4.2 計算条件

海底地形は海図 (No. 74) から空間刻み $\Delta x = 100$ m として、点数 (89, 110) の正方形格子点上で読み取った。座標系は、海図の左上隅 (Lat. N $33^{\circ}44'40''$, Long. E $135^{\circ}17'00''$) を原点として、東向きに x 軸、南向きに y 軸の直交座標系とした。計算時間がかかるため、実際の計算には空間刻み幅 200 m で格子点数 (43, 56) の水深の場で計算を行い、鉛直節点数は 19, 時間刻みは 5 sec とした。

観測結果と計算結果とを比較するために、非成層期で風成流が顕著に見られた冬期データ (1989 年 12 月 20 日) を対象とした。ADCP 計測中 (10:00-11:00) の潮流を含む 6 時間の計算とするため、開境界では振幅 50 cm の半日周潮を干潮の 5 時から 11 時まで、水位、流速で与え、海岸線は完全反射とした。海上風は観測結果を参考にして、風速 10 m/sec の NW の風が継続して作用するとした。

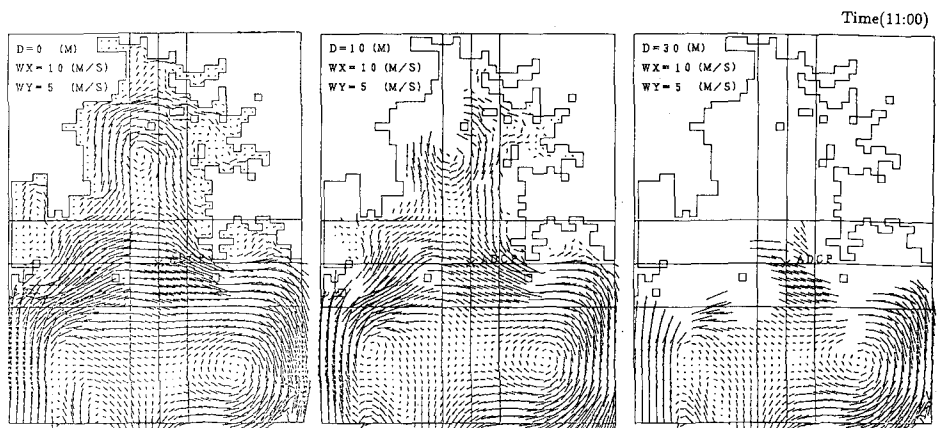


図-7 各層における流速ベクトルの水平分布

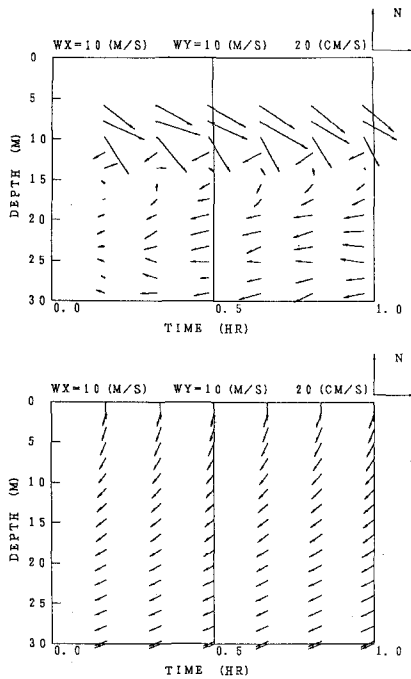


図-8 観測データと数値計算の比較

4.3 計算結果および考察

図-7に表層、5 m, 10 m および 30 m 層での計算された流速ベクトルを示す。図-8には計算結果と観測結果を10分平均値を用いて比較表示した。これからわかるように、計算結果には水深8 m以上の表層で観測に見られる風の方向とほぼ一致した強い流れは再現されていないが、それより底層の流れはオーダー、向きともにほぼ再現されている。田辺湾における流れには、吹送流や潮流の他に黒潮等の外洋からの影響が介入している場合があり、観測結果と計算結果との一面的な比較からはモデルの適用性が検証できたとは言えないが、計算結果を見る限りでは以下のことが分かる。

閉じられた矩形水路内での、十分に発達した吹送流の流速分布には、無次元水深 $z/h=0.6$ 付近に流速の転向点が存在していたが、田辺湾での計算結果ではこの点は表層の近傍になっている。ところが観測結果では $z/h=0.7$ であり、閉じられた湾内でのそれに近くなっている。観測された流速分布と計算結果との不一致は、観測データ

の精度の検証と合わせて、数値モデルの改良を検討する必要があることを示唆している。

5. 結 語

流れの乱流特性を考慮した準3次元高潮数値モデルを構築し、モデル水路を用いたテスト計算を行った後、田辺湾に適用し、ADCPによる潮流、吹送流観測結果との比較、検証を行った。得られた研究成果を以下に要約する。

- 1) 境界条件を与える分割幅を固定することにより、水深、分割数の変化による境界条件の相違を防いだ。
- 2) スイングテストにより、海底での ν_T の値が振動の減衰傾向に大きく寄与すること、および本モデルの固有振動周期は理論値に適合することが示された。
- 3) 吹送流の実験を行った結果、 ν_T の鉛直分布形状を放物線で与えた場合、Baines・Knappの実験結果や吹き寄せ高潮の理論解に比較的よく適合し、 $k-\epsilon$ 乱流モデルによる計算でその妥当性が検証された。
- 4) 田辺湾において、ADCPによる観測結果と数値計算結果とを比較すると、観測された表層付近の強い風成流を再現することはできなかったが、それ以深の流れの再現性は良好であった。

参 考 文 献

- Baines, W. D. and D. J. Knapp (1965): Wind driven water current, J. Hydraulics Div., Proc. ASCE, HY2, pp. 205-221.
- Koutitas, C. and B. A. O'Connor (1980): Modeling three-dimensional wind-induced flow, J. Hydraulics Div., Proc. ASCE, Vol. 106, HY11, pp. 1843-1865.
- Rodi, W. (1984): Turbulence models and their application in hydraulics, IAHR-Section on Fundamentals of Div. II
- Yamashita, T., Y. Tsuchiya, and K. Yamamoto (1988): Kuroshio effects on unusual tides and storm surges in Ise, Osaka and Tosa bays, Annuals of Dis. Prev. Res. Inst., Kyoto University, No. 31 B-2, pp. 705-722 (in Japanese).
- Yamashita, T. (1989): Numerical model of storm surges in bays of Japan's Pacific coast, Proc. Japan-China (Taipei) Joint Seminar on Natural Hazard Mitigation, pp. 563-572.
- 吉岡 洋・芹澤重厚・西 勝也・市川雅史 (1992): ADCPによる田辺湾の流速観測 (2), 1992年度日本海洋学会秋季大会講演要旨集, p. 184.