

大村湾の潮流に関する研究(3)

— 3次元数値シミュレーション解析 —

中村 武弘*・富樫 宏由*・飯塚 昭二**
小田 秀人*・三厨 晋也*

Currents in Omura Bay (3)
— 3-dimensional numerical simulation —

by

Takehiro NAKAMURA*, Hiroyoshi TOGASHI*, Shoji IIZUKA**,
Hideto ODA* and Shinya MIKURIYA*

Wind-driven currents in Omura Bay are studied by the 3-dimensional numerical simulation analysis.

A good simulation results are obtained by using the values of vertical eddy viscosity which are 2~20 cm^2/s . At the lower layer part of Omura Bay, wind-driven currents are confirmed to be $225^\circ\sim 275^\circ$ in a clockwise direction after 3 hours delay from wind blowing. These angles are little changed by the direction and speed of wind.

1. 序 論

大村湾は長崎県の中央部に位置する、水表面積約330 km^2 、平均水深約16mの袋状の内湾である。その特異な形状のため湾内の流れは、海水の出入りする湾としての特性と周りを陸で囲まれた湖としての特性を合わせ持ち、非常に複雑となり不明の点が多い。そこで、著者らは、平成元年より現地観測ならびに数値シミュレーション解析により、大村湾の潮流に関する研究を続けている。本論は、その第3報である。第2報¹⁾では、流速の現地観測の記録を恒流、潮流および残差流（前2者を差し引いた残りの成分）の3つの成分に分解し、湾内の流れについて考察した。その中で、残差流については風との相関を解析し、風によって引き起こされる流れ（風成流）は、湾中央部の下層では風の方向（風の進む方向）に対して時計廻りに約 244° の方向に流れることを明らかにした。他方、第1報²⁾で風成流の2次元数値シミュレーション解析を行ってはいいるが、その

目的は風成流が大村湾では無視できない大きさであることを示すことにあった。風成流は一般に鉛直方向に流速分布を持つため、流速を鉛直方向の平均値として取り扱う2次元解析では、現地観測の値と直接の比較はできない。

本研究は3次元数値シミュレーションモデルを作成し、大村湾の風成流を明らかにしようとするものである。

2. 3次元数値シミュレーション解析

2.1 基礎方程式

数値解析に用いる運動方程式および連続方程式を次に示す。座標軸は、原点を静水面上に置き、水平方向にx, y軸を、鉛直上向きにz軸を取る。ここに、t: 時間, u, v, w: それぞれx, y, z方向の流速成分, p: 圧力, ρ : 海水の密度, $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$: それぞれx, y, z方向の渦動粘性係数, f_c : コリオリの係数, g: 重力加

平成3年4月30日受理

*社会開発工学科 (Department of Civil Engineering)

**水産学部 (Faculty of Fisheries)

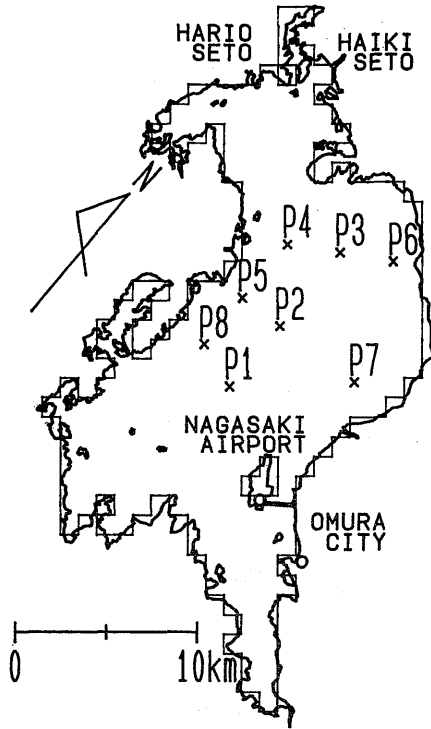


Fig. 1 Omura Bay and location of observed stations

速度である。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - f_c v \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \varepsilon_x \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \varepsilon_y \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \varepsilon_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + f_c u \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \varepsilon_x \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \varepsilon_y \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \varepsilon_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \\ 0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{aligned}$$

これらの方程式を数値解析するに当たり、図-2に示すように、鉛直方向にb層に分割した多層モデルを用いることとし、各層ではこれらの方程式を鉛直方向に積分した基礎方程式を用いることにする。積分して得られる各層毎の方程式は、第1層目と最下層のb層を除いては同じ形で表される。第1層には自由表面が存在し、また第b層には海底が存在するため、それぞれ異なった形となる。すなわち、数値解析に用いられる

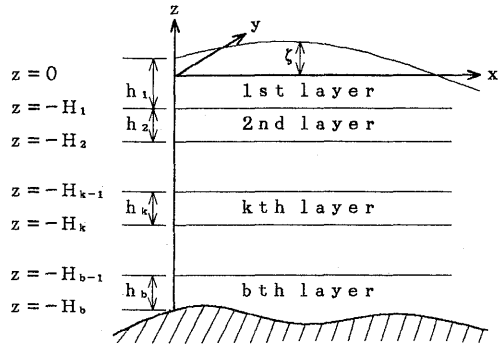


Fig. 2 Schematic diagram of the coordinate system and the 3-dimensional numerical simulation

基礎方程式は次の3組の方程式となる。

第1層 ($k=1$) のとき、

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_1}{\partial t} &= -\frac{M_1}{h_1} \frac{\partial M_1}{\partial x} - \frac{N_1}{h_1} \frac{\partial M_1}{\partial y} - gh_1 \frac{\partial \zeta}{\partial y} \\ &+ \varepsilon_x \frac{\partial^2 M_1}{\partial x^2} + \varepsilon_y \frac{\partial^2 M_1}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho} \tau_x^s - \varepsilon_z \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=-H_1} + f_c N_1 \\ &+ uw \Big|_{z=-H_1} \\ \frac{\partial N_1}{\partial t} &= -\frac{M_1}{h_1} \frac{\partial N_1}{\partial x} - \frac{N_1}{h_1} \frac{\partial N_1}{\partial y} - gh_1 \frac{\partial \zeta}{\partial y} \\ &+ \varepsilon_x \frac{\partial^2 N_1}{\partial x^2} + \varepsilon_y \frac{\partial^2 N_1}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho} \tau_y^s - \varepsilon_z \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=-H_1} - f_c M_1 \\ &+ vw \Big|_{z=-H_1} \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= -\frac{\partial M_1}{\partial x} - \frac{\partial N_1}{\partial y} + w \Big|_{z=-H_1} \end{aligned}$$

第k層 ($k=2 \sim b-1$) のとき、

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_k}{\partial t} &= -\frac{M_k}{h_k} \frac{\partial M_k}{\partial x} - \frac{N_k}{h_k} \frac{\partial M_k}{\partial y} - gh_k \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ &+ \varepsilon_x \frac{\partial^2 M_k}{\partial x^2} + \varepsilon_y \frac{\partial^2 M_k}{\partial y^2} + \varepsilon_z \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=-H_{k-1}} - \varepsilon_z \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=-H_k} \\ &+ f_c N_k \\ &- uw \Big|_{z=-H_{k-1}} + uw \Big|_{z=-H_k} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_k}{\partial t} &= -\frac{M_k}{h_k} \frac{\partial N_k}{\partial x} - \frac{N_k}{h_k} \frac{\partial N_k}{\partial y} - gh_k \frac{\partial \zeta}{\partial y} \\ &+ \varepsilon_x \frac{\partial^2 N_k}{\partial x^2} + \varepsilon_y \frac{\partial^2 N_k}{\partial y^2} + \varepsilon_z \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z=-H_{k-1}} - \varepsilon_z \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z=-H_k} \\ &- f_c M_k \\ w \Big|_{z=-H_{k-1}} &= w \Big|_{z=-H_k} - \frac{\partial M_k}{\partial x} - \frac{\partial N_k}{\partial y} \\ &- vw \Big|_{z=-H_{k-1}} + vw \Big|_{z=-H_k} \end{aligned}$$

第b層 ($k=b$) のとき、

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_b}{\partial t} &= \frac{M_b}{h_b} \frac{\partial M_b}{\partial x} - \frac{N_b}{h_b} \frac{\partial M_b}{\partial y} - gh_b \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ &+ \varepsilon_x \frac{\partial^2 M_b}{\partial x^2} + \varepsilon_y \frac{\partial^2 M_b}{\partial y^2} + \varepsilon_z \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=-H_b-1} - \frac{1}{\rho} \tau_x^b + f_c N_b \\ &- uW \Big|_{z=-H_b-1} \\ \frac{\partial N_b}{\partial t} &= \frac{M_b}{h_b} \frac{\partial N_b}{\partial x} - \frac{N_b}{h_b} \frac{\partial N_b}{\partial y} - gh_b \frac{\partial \zeta}{\partial y} \\ &+ \varepsilon_x \frac{\partial^2 N_b}{\partial x^2} + \varepsilon_y \frac{\partial^2 N_b}{\partial y^2} + \varepsilon_z \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z=-H_b-1} - \frac{1}{\rho} \tau_y^b - f_c M_b \\ &- vW \Big|_{z=-H_b-1} \\ w \Big|_{z=-H_b-1} &= \frac{\partial M_b}{\partial x} - \frac{\partial N_b}{\partial y} \end{aligned}$$

ここに、 M_k , N_k :それぞれx, y方向の流量フラックス, h_k :層厚, H_k :水深であり、添字のkは第k層の値を示している。また、 ζ :海水面の高さ, τ_x^s , τ_y^s :それぞれ海表面における摩擦応力のx, y方向成分, τ_x^b , τ_y^b :それぞれ海底における摩擦応力のx, y方向成分である。

また、摩擦応力の成分に対してはそれぞれ次式を用いた。

$$\begin{aligned} \tau_x^s &= \rho_a \gamma_a^2 W_{xv} \sqrt{W_x^2 + W_y^2} \\ \tau_y^s &= \rho_a \gamma_a^2 W_{yv} \sqrt{W_x^2 + W_y^2} \\ \tau_x^b &= \rho \gamma_b^2 U_b \sqrt{U_b^2 + V_b^2} \\ \tau_y^b &= \rho \gamma_b^2 V_b \sqrt{U_b^2 + V_b^2} \end{aligned}$$

ここに、 W_x , W_y :それぞれ風速のx, y方向成分, ρ_a :空気の密度, U_b , V_b :それぞれ第b層の平均流速のx, y方向成分, γ_a^2 :海表面の摩擦損失係数, γ_b^2 :海底面の摩擦損失係数である。

2. 2 計算方法

計算に用いた係数の値は次の通りである。

$$\begin{aligned} \text{重力加速度} &g = 9.8 \times 10^2 \text{ cm/s}^2 \\ \text{コリオリ係数} &f_c = 7.943 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \\ \text{海水の密度} &\rho = 1.02 \text{ g/cm}^3 \\ \text{空気の密度} &\rho_a = 1.293 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3 \\ \text{摩擦損失係数} &\gamma_a^2 = \gamma_b^2 = 2.6 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

大村湾における渦動粘性係数の値に関しては資料がなく、またその値は場所毎に異なるものと思われるが、本研究においては基礎方程式からも明らかなように、定数として取り扱った。用いた値は、
水平方向 $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 1.0 \times 10^9 \text{ cm}^2/\text{s}$
鉛直方向 $\varepsilon_z = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$
であるが、 ε_z については、200および2 cm^2/s の場合についても計算を行い、比較検討した。

数値解析法は差分法の Leap-frog 法を用いた。水平方向の格子間隔は1 kmとし、正方形格子を用いた。鉛直方向の層厚は、 ε_z の値を考慮して決める必要がある。鉛直粘性項とコリオリ力のつり合いを考えた Ekman の風成流の理論⁹⁾によれば、水平境界のない無限水深の海域における吹送流の鉛直分布は Ekman Spiral と呼ばれる螺旋分布を示す。北半球では流速ベクトルは表層で風の方向に対して右45°の方向を向き、水深が深くなるにしたがって、その絶対値は指数関数的に小さくなり、その方向は時計廻りに回転する。流速ベクトルの向きが海表面と全く逆になる水深Dは「摩擦深度」と呼ばれ、 $D = \pi (2 \varepsilon_z / f_c)^{1/2}$ で求められる。一般に、摩擦深度以下の流速は無視できる程度に小さいため、風応力の作用のおよぶ範囲は摩擦深度までと考えてよい。したがって、第1層目の層厚は摩擦深度Dより小さく設定する必要がある。層の数は、計算容量と計算時間に関連する。計算に用いた $\varepsilon_z = 2, 20, 200 \text{ cm}^2/\text{s}$ の値に対するDの値はそれぞれ7.0, 22.3, 70.5 mとなる。そこで、本研究では鉛直方向の格子は2 m×10層と5 m×5層の2種類を用いた。ただし、どちらの場合も水深が全層厚よりも大きい時には、最下層の層厚で調整した。また、計算時間間隔はどの場合も20秒とした。

3. 風成流の計算結果

3. 1 鉛直渦動粘性係数の流況に与える影響

風速5 m/sの北西の風が大村湾全域に吹いている時の流速の水平分布を、 ε_z の値が2, 20および200 cm^2/s の場合についてそれぞれ図-3, 4, 5に示す。また、図-1に示した大村湾中央部の3地点P1, P2, P3における流速の鉛直分布をそれぞれ図-6, 図-7, 図-8に示す。なお、層厚×層数は2 m×10層であり、流速の値は風が吹き始めて48時間後から72時間後までの1時間毎の24時間平均値である。

摩擦深度Dが平均水深よりも浅い $\varepsilon_z = 2$ の場合、図-3, 6より、流速ベクトルは第1層目では風の方向に対して右45°強の方向を向き、D=7 mに相当する第4層で第1層と逆向きになり、その水深まで Ekman Spiral を描いている様子がわかる。第4層以深の流速分布はほぼ同一で、風の方向に対して時計廻りに225°~275°の方向を向いている。 $\varepsilon_z = 20$ の場合には、Dが平均水深より大きいため、螺旋は変形し、第6層あたりで表層と逆向きの流れとなっている様子が分かる(図-4, 7)。 $\varepsilon_z = 200$ の場合には、Dが平均水深よりはるかに大きいため螺旋はみられず、ほぼ上下層が一体として流れ、湾の中央部に渦ができていく様子がわかる(図

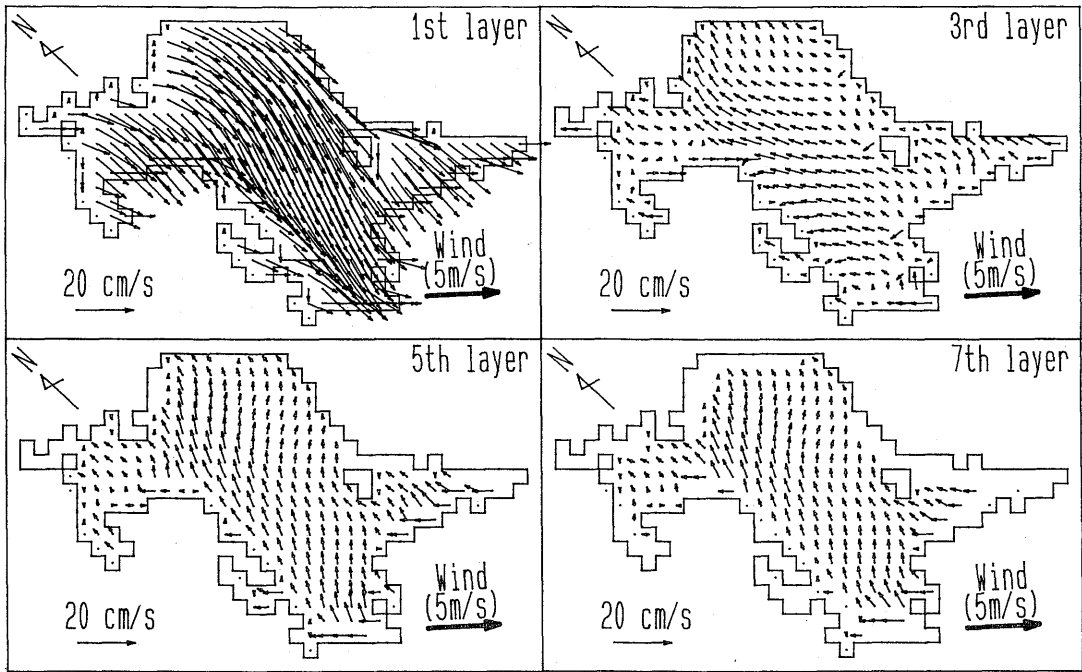


Fig. 3 Horizontal velocity distribution of wind-driven currents
 ($2m \times 10$ layers, $\epsilon_x = \epsilon_y = 1.0 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\epsilon_z = 2 \text{ cm}^2/\text{s}$ and wind velocity : NW 5m/s)

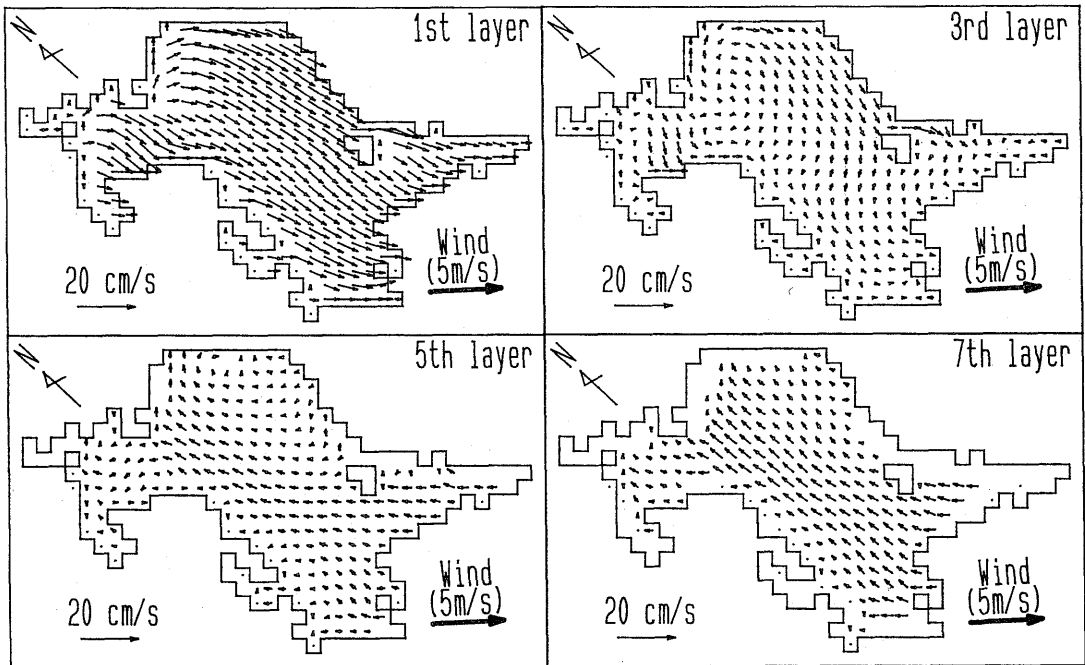


Fig. 4 Horizontal velocity distribution of wind-driven currents
 ($2m \times 10$ layers, $\epsilon_x = \epsilon_y = 1.0 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\epsilon_z = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$ and wind velocity : NW 5m/s)

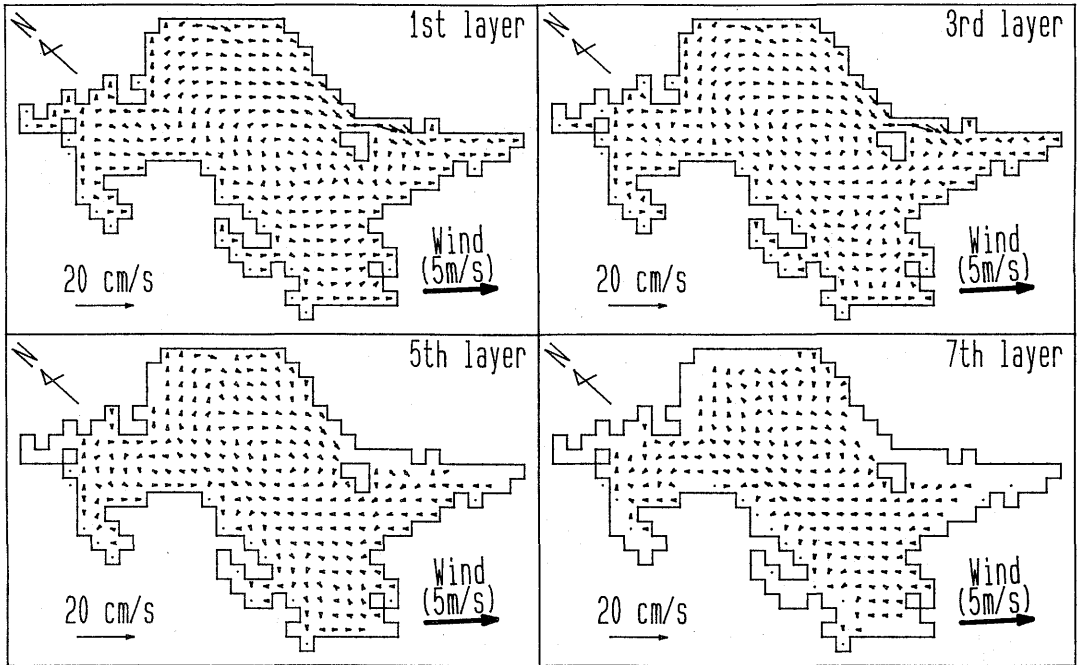


Fig. 5 Horizontal velocity distribution of wind-driven currents
 ($2m \times 10$ layers, $\epsilon_x = \epsilon_y = 1.0 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\epsilon_z = 200 \text{ cm}^2/\text{s}$ and wind velocity: NW 5m/s)

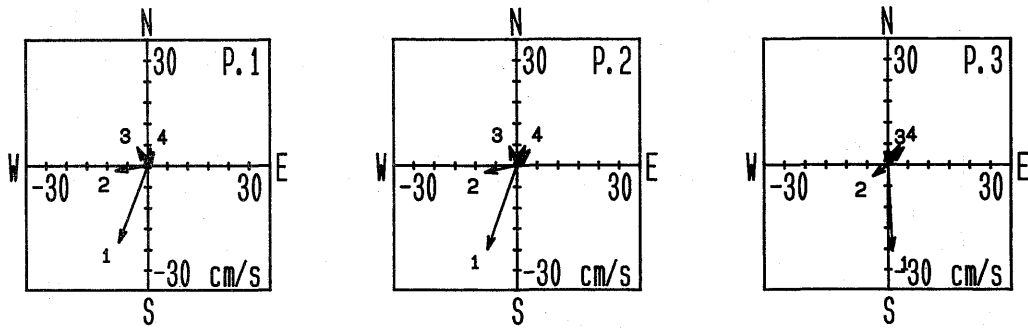


Fig. 6 Vertical velocity distribution at P1, P2 and P3 under the same condition as in Fig. 3,
 where numerical value represents the order of layers

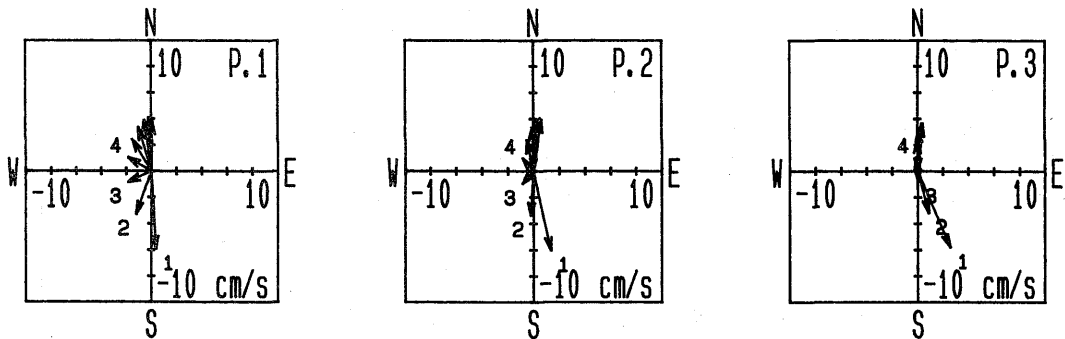


Fig. 7 Vertical velocity distribution at P1, P2 and P3 under the same condition as in Fig. 4,
 where numerical value represents the order of layers

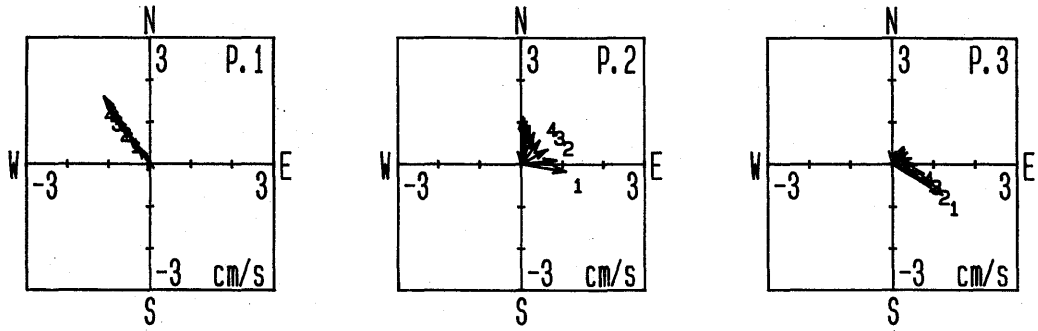


Fig. 8 Vertical velocity distribution at P1, P2 and P3 under the same condition as in Fig. 5, where numerical value represents the order of layers

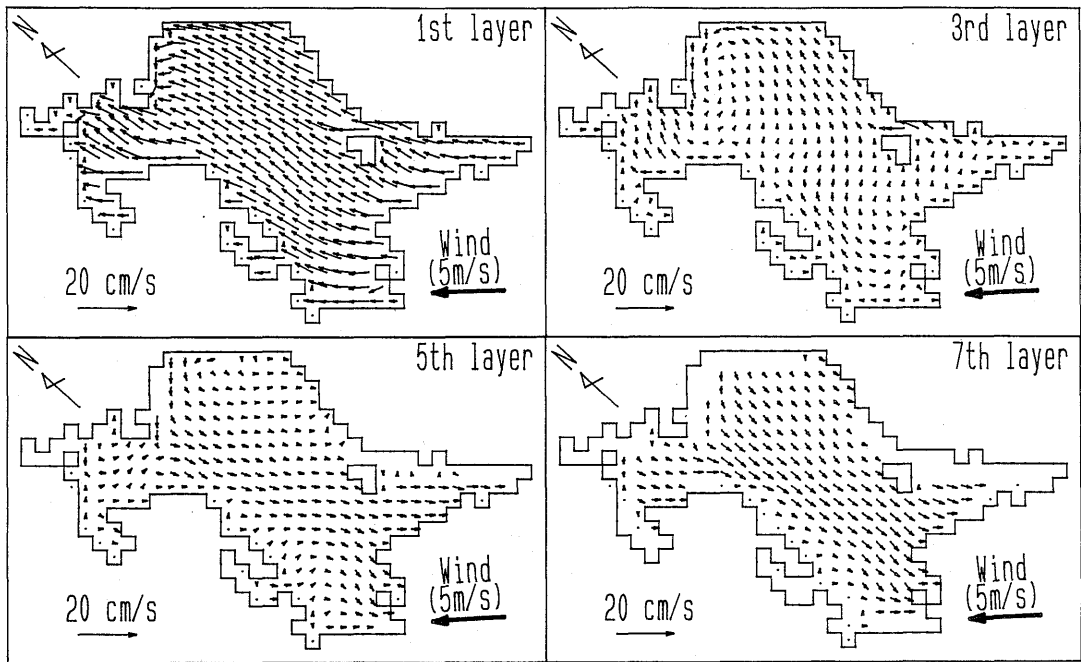


Fig. 9 Horizontal velocity distribution of wind-driven currents ($2m \times 0$ layers, $\epsilon_x = \epsilon_y = 1.0 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\epsilon_z = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$ and wind velocity: SE 5m/s)

— 5, 8). この流況は前報²⁾の2次元数値シミュレーションの結果と良く類似している。 $\epsilon_z = 2$ と20の場合は上層の海水は岸の境界付近で鉛直流となっているのに対し、 $\epsilon_z = 200$ の場合は岸に沿った流れとなって水平環流を形成している様子がわかる。

3. 2 風の方向の違いによる流況の変化

$\epsilon_z = 20$ の場合で、風速 5 m/s の南東の風が大村湾全域に吹いている時の流速分布を図-9 に示す。ただし、他の条件は 3. 1 と同一である。流向は、第1層

目では風の方向に対して右に約45°傾き、下層に行くにしたがって時計廻りに回転し、6層目あたりで表層と逆向きとなり、6層目以下では風の方向に対して時計廻りにほぼ225°の方向となっている。これらの状況は、図-4 の場合と全く同じであることがわかる。すなわち、風の方向に対する流向のなす角度は、風の方向によらずほぼ一定である。

3. 3 層厚が流況に与える影響

$\epsilon_z = 20$ の場合で、層厚×層数を 5 m × 5 層とした時

の流速分布を図-10に示す。ただし、他の条件は3.1と同一である。図-4と比較すると、層厚5mの分布は層厚2mの分布が水深方向に平均化された分布となっている様子がわかる。平均化されている様子は鉛直方向の流速勾配が大きい第1層目で顕著に現れている。鉛直分布は右廻りの螺旋であるから、平均化されると絶対値は小さくなり、向きは右方向に角度を増すことになる。しかし、逆転層は2層と3層の間にあり、2m×10層の場合と同じ深さと考えられる。また、逆転層以深では流速分布は鉛直方向にほぼ一様であるので、平均化の影響はほとんど見られない。すなわち、層厚は上層では摩擦深度Dの範囲内で設定しなければならないが、逆転層以深では任意に設定することができる。

3.4 風域の違いによる流況の変化

風の吹いている領域（風域）が異なると湾内の流況も違ってくるのであろう。そこで一例として、風の吹く領域を図-11のA-A断面より上の領域だけとした時の流速分布を同図に示す。ただし、他の条件は3.3と同一である。この場合、湾中央部に大きな時計廻りの還流が現れ、図-10とは全く異なった流況となっている。この還流は全層に見られるが、流速の絶対値は上層では風の吹いている側で大きく、下層ではその逆となっている。

3.5 風速の違いによる流況の変化

水平方向に境界がない場合の Ekman 理論では、風速の大きさが変化すると流速ベクトルの絶対値は変化

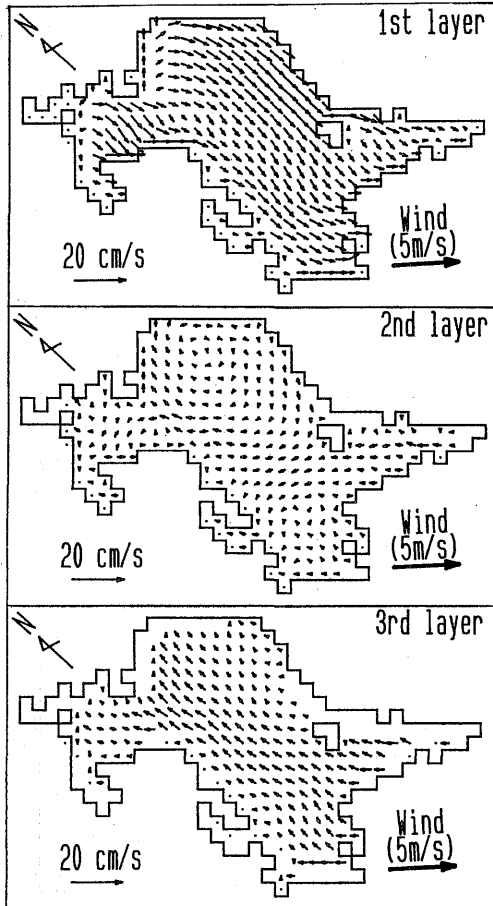


Fig. 10 Horizontal velocity distribution of wind-driven currents (5m×5 layers, $\epsilon_x = \epsilon_y = 1.0 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\epsilon_z = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$ and wind velocity: NW 5m/s)

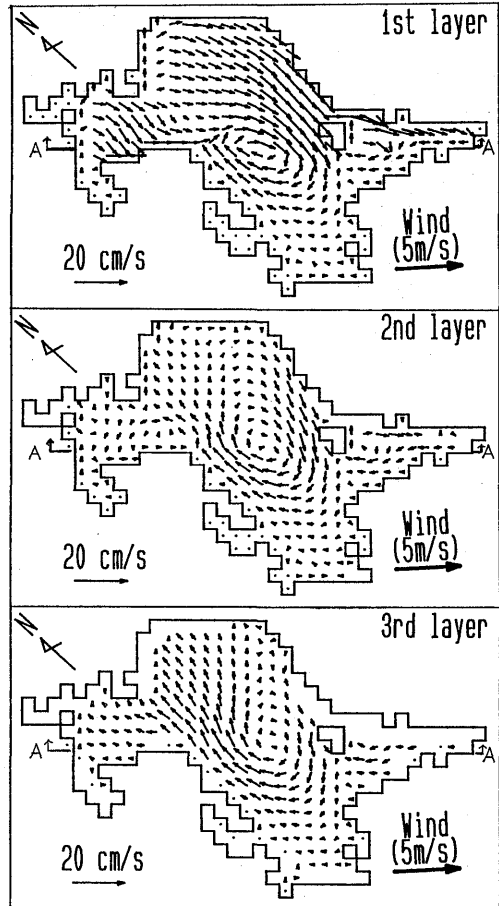


Fig. 11 Horizontal velocity distribution of wind-driven currents blowing only in the upper area part of A-A line (5m×5 layers, $\epsilon_x = \epsilon_y = 1.0 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\epsilon_z = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$ and wind velocity: NW 5m/s)

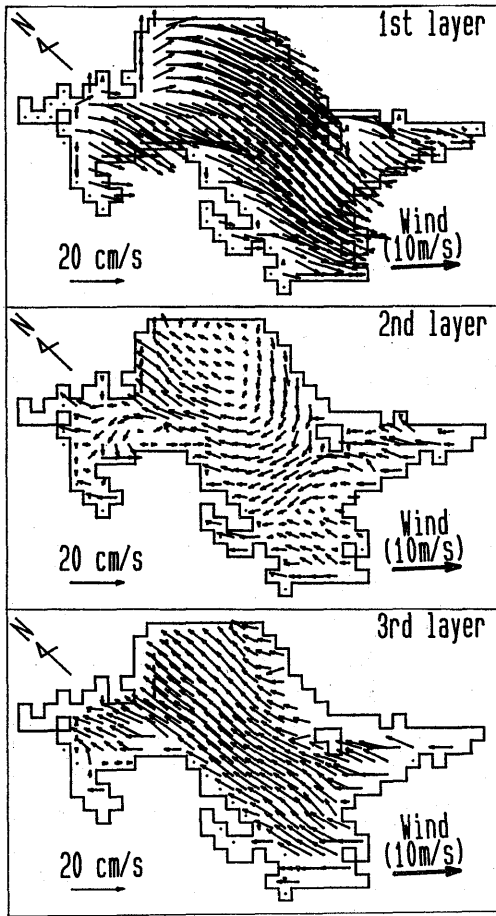


Fig. 12 Horizontal velocity distribution of wind-driven currents (5m×5 layers, $\epsilon_x = \epsilon_y = 1.0 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\epsilon_z = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$ and wind velocity: NW 10m/s)

するが、流向は変わらない。しかし、大村湾のように周りを陸で囲まれた海域では、風速の大きさが流向にも影響を与え、流況に変化を及ぼすことが考えられる。そこで一例として、風速を10m/sとした時の流速分布を図-12に示す。ただし、他の条件は3.3と同一である。図-10と比較すると、風速が増大すると明らかに流速の絶対値が大きくなっていることがわかる。一方、流向は、風速が大きくなると風の方向に対する時計廻りの角度が、上層では小さく、下層では大きくなる傾向が見えるが、大きな変化ではない。また、流向が逆向きになる逆転層の深さにも変化は見られない。

3.6 風成流の発達と減衰

これまでに示した流速分布の流速の値は全て、風が吹き始めて48時間後から72時間後までの1時間毎の24時間平均値であった。しかし、風が一定方向に、一定の大きさで、同じ水域に72時間もの間連続して吹き続けることは実際には有り得ないであろう。そこで、風が吹き始めて流れが発達し、風が止んで流れが減衰して行く様子を調べた。計算条件は、 $\epsilon_z = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$ の場合で、風速5m/sの南風を48時間連続して吹かせ、その後風を止めた。計算は風を止めてから48時間後までの96時間について行った。他の条件は3.1と同一とした。一例として、湾中央部のP1地点における流速ベクトルが時間的に変化する様子を、ベクトルの始点を原点に置き、終点を結んだ包絡線を図-13に示す。図中の数字は風が吹き始めてからの経過時間である。第1層目では、風が吹き始めるとまず同じ方向に流れ始め、速度を増すとともに右偏し、約12時間後にはほぼ定常状態となり、風の止む48時間後までその状態が続いた。風が止むと、時計廻りに回転しながら、速さは

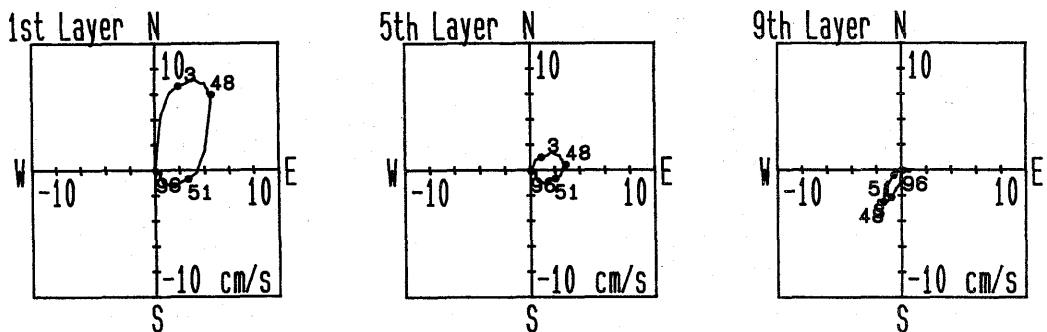


Fig. 13 Enclosed of velocity vectors for 96 hours at P1 when wind blows for the first 48 hours, while numerical is the time from starting of wind blowing (2m×10 layers, $\epsilon_x = \epsilon_y = 1.0 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\epsilon_z = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$ and wind velocity: S 5m/s)

急速に小さくなりほぼ12時間後に元の状態に戻った。他の層においても、最初に動き出す方向が異なっている以外は、同様の動きをしていることがわかる。

4. 現地観測結果との比較

第2報りの現地観測の結果によれば、風成流の下層部における流向は、図-1に示されるP1~P8の8地点における平均値で、風の方向に対して時計廻りに約24°であった。また、風速と流速の絶対値の関係はまだ明らかではないが、流速は風速の 10^{-2} ~ 10^{-3} 程度のオーダーであった。この現地観測の結果は図-3および4、すなわち $\epsilon_z = 2$ および $20 \text{ cm}^2/\text{s}$ の場合とよく符合している。しかし、現地観測の結果は下層部に限られており、下層部における両者の相違はそれほど明確ではないため、どちらの ϵ_z の値がより適当であるかは現時点では判定が困難である。両者の違いが明確な表層部の流れを観測する必要がある。

現地観測結果では風速に対する流速の遅れ時間は平均で約3時間であったが、数値計算では風成流が定常状態になるまでには約12時間かかる。しかし、流速の絶対値は急速に増大し、約3時間で定常状態の時の絶対値と同程度に達する。

現地観測値の解析に用いた風速のデータは、大村空港における1地点のものであり、現地における風域は明らかではない。したがって、数値計算より風域が異なれば流況も大きく異なることが明らかになったが、この点に関しては現時点では全く検討できない。

5. 結 論

3次元数値シミュレーションモデルを作成し、大村湾における風成流の解析を行い、以下の点が明らかになった。

鉛直渦動粘性係数 ϵ_z の値は現地観測結果との比較より $2 \sim 20 \text{ cm}^2/\text{s}$ の程度と考えられる。

下層部の流れは風の方向（風の進む方向）に対して時計廻りに $225^\circ \sim 275^\circ$ の方向に流れ、この角度は風の方向にはほとんど関係しない。また、風速が増大すると流速は大きくなるが、流向の変化は僅かである。

風成流の流向が定常の状態になるまでには、約12時間かかるが、流速の絶対値は約3時間で定常状態の時の絶対値と同程度の大きさになる。この値は、現地観測の遅れ時間とよく一致している。

風域が変わると湾内の流況は大きく変化する。

参考文献

- 1) 中村武弘・富樫宏由・飯塚昭二・三厨晋也・石原洋：大村湾の潮流に関する研究(2)，長崎大学工学部研究報告，第21巻 第37号，同時印刷中，1991。
- 2) 中村武弘・富樫宏由・加藤重一・飯塚昭二：大村湾の潮流に関する研究(1)，長崎大学工学部研究報告，第19巻 第33号，pp. 69~75，1989。
- 3) シュレイキン，V. V.：風による海流と対流の理論，海洋物理学講座第1巻，ラテイス，p. 255，1970。