

湾口部にシルをもつ湾における底層貫入と DO濃度に関する観測と数値実験

DEEP WATER INTRUSION OVER A SILL AND ITS INFLUENCE ON DISOLVED OXYGEN CONCENTRATION

中山恵介¹・岡田知也¹

Keisuke NAKAYAMA and Tomonari OKADA

¹正会員 工博 国土技術政策総合研究所 沿岸海洋研究部 (〒239-0826 横須賀市長瀬3-1-1)

This paper describes density intrusion which influences water quality in Ohfunato Bay. Field experiments were carried out to directly measure the change in the DO concentration and velocity due to density intrusion which appears over a sill around the bay mouth. As suggested in the previous studies, it is found from the field experiments that density intrusion occurred during the flood tide and the DO concentration on the seabed is greatly influenced by the density intrusion since the high DO concentration water can be brought into the deep water region by the density intrusion. A non-hydrostatic three-dimensional LES model was used to analyze the effect of the density intrusion. The computation was verified from the comparison with the observed velocity. It is revealed from the computation that the front of the density intrusion can rapidly propagate into the seabed around the centre of the bay and the density intrusion may change the DO concentration on the seabed in a few hours.

Key Words : DO concentration, intrusion, sea-water exchange, anoxic water, sill, enclosed bay

1. はじめに

湾口部においてシルが存在する場合, 湾内外の海水交換はシルにより抑制されることが予想され, 底層の流動は安定化し, 特に富栄養化した湾の底層において貧酸素水塊が形成される可能性がある^{1), 2), 3)}. 大船渡湾は湾口部に津波防波堤をもち, それがシルと同様の影響を湾内底層部に及ぼすため, 底層部における海水交換が抑制され, 夏季に貧酸素水塊が形成されることが知られている. しかしながら大船渡湾では, その貧酸素水塊の発生は安定しておらず, DO濃度の急激な増加が夏季にしばしば発生し, その変化は一日に数mg/lにまで及ぶことがある.

この様なDO濃度の急激な変化に対して, 内部波の動きや内部波の砕波の影響を検討した研究が存在する. 例えば, 湖のような領域では, 沿岸域の境界層での混合が, 内部波の動きや内部波の砕波によるせん断により生じていることが報告されている^{4), 5)}. しかしながら, 大船渡

湾における密度躍層は水深約15m層に形成されるため, 内部波の動きおよび内部波の砕波が底層(30m)に与える影響は支配的ではないと考えられる. また, 湾内水質の急激な変化に対して, 湾外への海流変化の影響を検討した研究がある^{6), 7)}. 例えば, Takeoka et al.⁶⁾やSenjyu et al.⁷⁾が, 海洋に大きく開けている湾内において, 潮の流れが水質を急激に変化させることを示している. しかし, 大船渡湾の湾口は狭く, 海流が湾へ直接流入し難い形状をしている.

一方, Mazda⁸⁾は, 湾外水の間接的な影響として, 湾内水と湾外水の密度差に伴う密度流の存在を示した. そして, 密度流により誘起される潮汐のトラップ効果⁹⁾が潮汐交換の活動を促進していることを示した. また彼は, 季節ごとの観測から, 潮汐のトラップ効果は, 湾内が成層する季節に大きくなることを示した. 岡田ら²⁾は, Mazdaと同様に考え, 密度貫入による貧酸素水塊濃度の変化が生じているものと仮定し, 鉛直1次元モデルを用いて底層におけるDO濃度の再現計算を行い, 良好な結果を得ている.

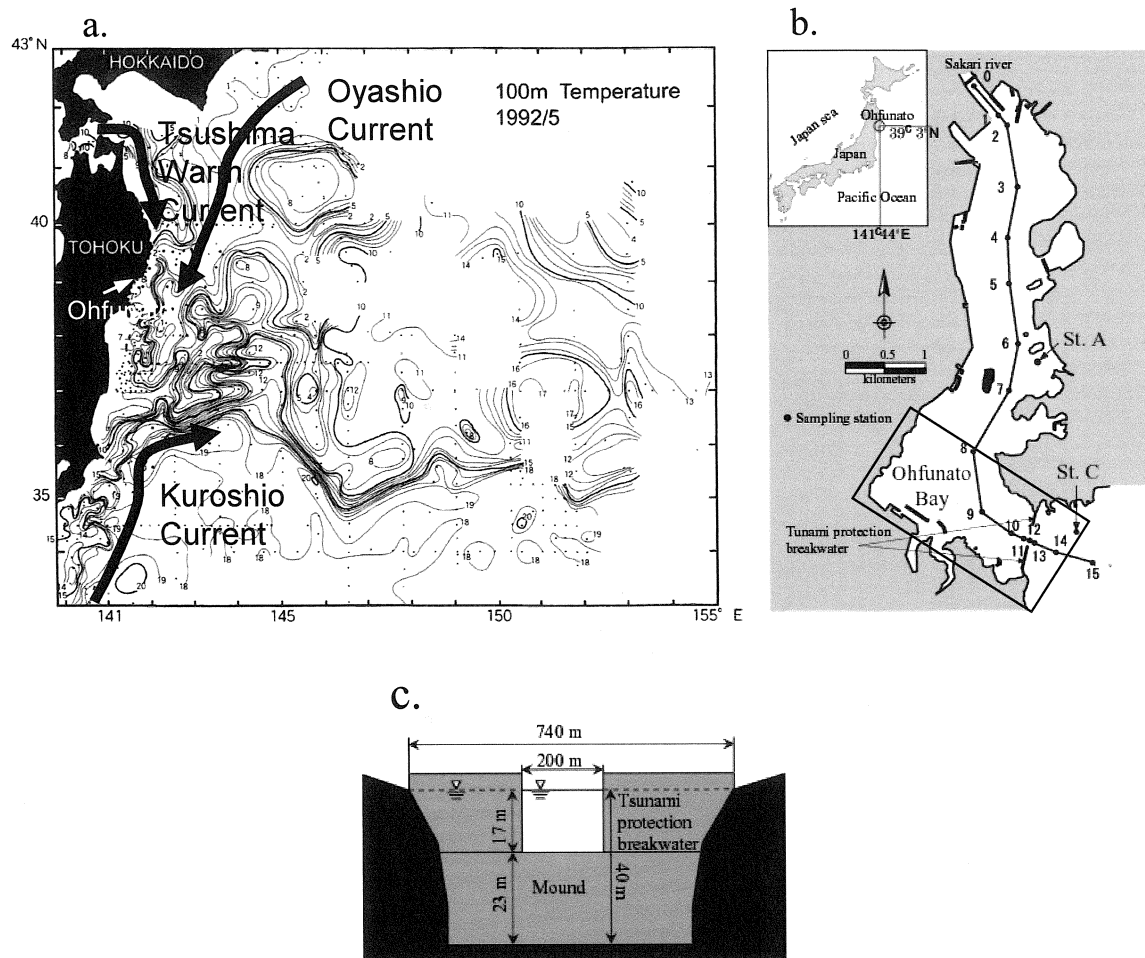


図-1 大船渡周辺の(a)海流, (b)大船渡湾, (c)湾口防波堤.

大船渡湾が面している沿岸域では、低水温・低塩分の親潮と、高温・高塩分の黒潮および対馬暖流が、湾の前面の沿岸域において混じり合う¹⁰⁾(図-1(a)). そのため、大船渡湾が面している沿岸域における水の密度は短期間で変動する。このことから、岡田ら^{1), 2)}が指摘した密度貫入の機構が適当である可能性が高いが、大船渡湾での密度貫入を直接計測した研究が多くないため、あくまでも密度貫入の存在はモデルまたは瞬間の密度分布から推定されているに過ぎないと言える。そこで本研究では、底層DO濃度に急激な変化を与える密度貫入現象を観測により確認し、数値実験を用いて現象の検討を行うことを目的とする。

2. 2001年9月の観測結果

大船渡湾は1896年、1933年および1960年の津波によって大きな被害をうけた。そのため、1967年、湾口部に津波防波堤が建設された(図-1(a)(b)). 図-1(a)に示すように、入り口の幅は200m、湾口の幅は740mであり、マウンドの高さは23m、水深40mである。

観測は、2001年9月7日0:00から9日0:00にかけて行われ、水温、塩分、DO濃度、流速が測定された。岡田ら^{1), 2)}により報告されているように、大船渡湾では成層が水温により決定されている。そのため本論文では、塩分に関する検討は省略する。

計測間隔は10分であり、計測は図-2に示されるものをst. 11に設置することで行われた。st. 11は、湾内においてマウンドが海底面に接する水深約40mに位置する。計測結果のうち、ドップラー流速計により計測された値は、潮汐変動や湾内セイシュなどの長周期の変動成分を含んでいたため、それらの成分を取り除いたものを解析に用いることとした。8日18:00まで水温、塩分、DO濃度に大きな変化がなく、夏季の成層の影響により鉛直混合が抑制され、DO濃度の値がゼロに近かった(図-3)。しかし、8日18:00から8日20:00直前までの間、急激にDO濃度の値が7~8 mg/lまで大きくなり、その後再びゼロ付近まで急激に低下したことが確認された。DO濃度の変化に対応して、水温が大きく変化していたことも分かった。それらの大きな変動に対応するように、湾口部から湾内に向かう流速が急激に0.2 m/sまで増大し、DO濃度の値が変化前のゼロに近い値に戻った際に流速がゼロに近くなるという現象が確認された。この8日18:00から8日

21:00における湾外から湾内への流速の増大が、高密度の湾外水の湾内への浸入を示す直接の証拠ではないかと考えられる。

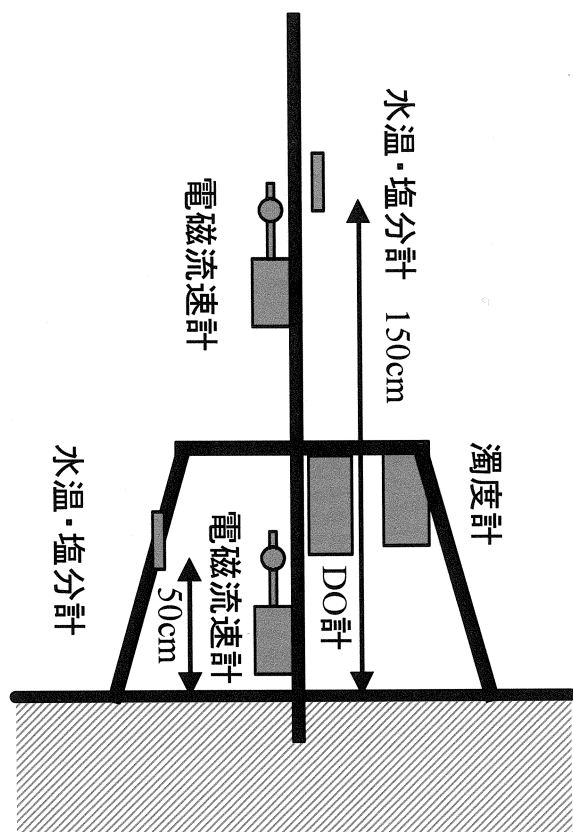


図-2 St. 11における計測機器の設置状況。

また、全観測期間におけるDO濃度と潮位の関係から、DO濃度が急激に増加するときは、常に上げ潮に対応していることが分かった(図-4)。上述の通り、湾外には常に新しい水塊が海流により運ばれており、湾内と湾外の密度差が生じ易い状態であると言える。そして、湾外に湾内に比較して大きな密度の水塊が接近すると、湾内に密度流として貫入する可能性があることが考えられる。しかし、湾口防波堤が存在するために湾口断面が小さく、潮汐により引き起こされる湾口での流速が、湾口防波堤が存在しない場合に比較して増大され、引き潮において最大で0.1 m/sから0.2 m/sの流速が湾内から湾外に向けて発生する。そのため、海流により運ばれる湾内に比較して大きな密度の水塊は、湾口防波堤に接近できなくなる。つまり、貫入現象は、湾内に比較して密度の大きな水塊が湾口に接近することができる、上げ潮時のみ発生すると言える。

3. 非静水圧3次元LESモデル

本論文では、前章において確認された、シルの湾内側底層における湾口から湾内への流れと急激なDO濃度、水温の変化が、密度貫入によるものであることを確認する

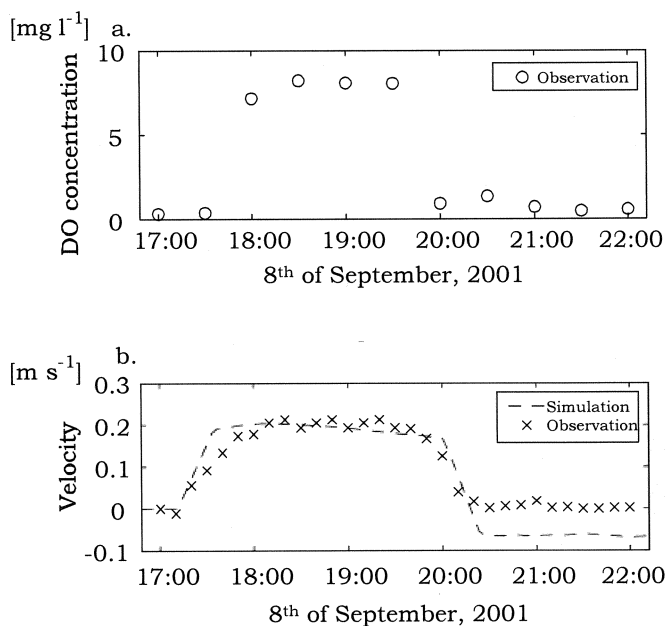


図-3 St. 11における計測結果. (a)DO濃度. (b)流速(破線:数値計算結果).

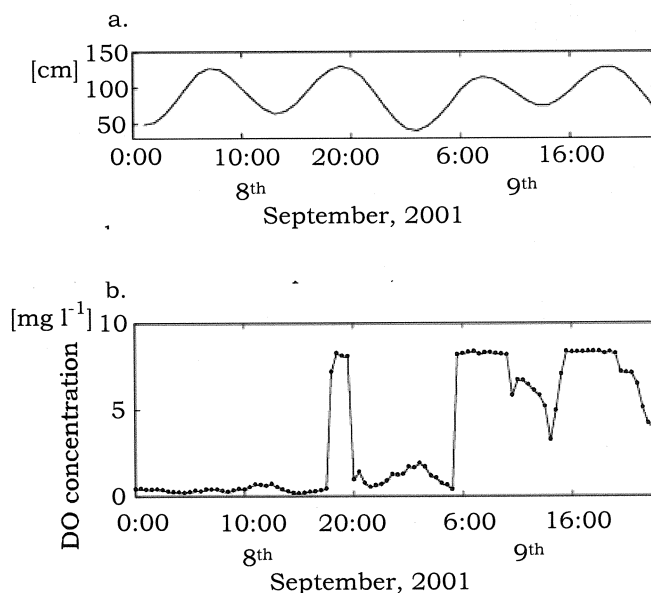


図-4 (a)潮位. (b)St. 11におけるDO濃度。

ために数値実験を行った。

本研究で対象としている密度貫入は、傾圧成分が主体となり、初期にフロントを持って発生するため、高精度な再現を行うためには、非静水圧モデルを用いる必要が

あることが、例えば中山ら^{11) 12)}により報告されている。そこで本論文では、中山らにより報告されているモデルを用いることとした。そのモデル中で、乱流エネルギーの推定には、1方程式モデルに準ずるものを用い、成層状態による鉛直フラックスの変化を考慮するために、代数方程式化し定常状態を仮定した2方程式モデルから得られる、乱流プラントル数が用いられている^{13) 14) 15)}。

基礎方程式には、以下の示されるものを用いる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} = -\frac{\partial R_{ik}}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \delta_{i3} \frac{g\rho'}{\rho} + \nu \nabla^2 u_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_k \frac{\partial \theta}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(K_{hk} \frac{\partial \theta}{\partial x_k} \right) + \kappa \nabla^2 \theta \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial t} + u_k \frac{\partial \theta_s}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(K_{hk} \frac{\partial \theta_s}{\partial x_k} \right) + \kappa_s \nabla^2 \theta_s \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + u_k \frac{\partial E}{\partial x_k} + R_{ik} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(K_{hk} \frac{\partial E}{\partial x_k} \right) + \delta_{i3} g \frac{1}{\rho} \overline{u'_i \rho'} \\ &\quad - C_\epsilon E^{3/2} / \Delta \end{aligned} \quad (5)$$

$$\rho' = f_\rho(\theta, \theta_s) \quad (6)$$

$$R_{ik} = \overline{u'_i u'_k} \quad (7)$$

$$\overline{u'_i u'_k} = \delta_{i3} \frac{2}{3} E - K_{mk} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

$$\overline{u'_i \rho'} = K_{hi} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad (9)$$

$$K_{m1}, K_{m2}, K_{m3} = C_m E^{1/2} \Delta \quad (10)$$

$$K_{h1}, K_{h2} = C_m E^{1/2} \Delta / \text{Pr}, \quad K_{h3} = C_m E^{1/2} \Delta / \text{Pr}_t \quad (11)$$

$$\text{Pr}_t = 1 + 0.3 \Delta^2 N^2 / E \quad (12)$$

$$\begin{cases} C_\epsilon = 0.845 \\ C_m = 0.0856 \\ \text{Pr} = 0.420 \end{cases} \quad (13)$$

ここで、 $i=1,2,3$: x, y, z に対応、 u_i : 流速、 θ_s : 塩分、 p : 圧力、 ν : 動粘性係数、 κ, κ_s : 水温と塩分に関する拡散係数、 ρ : 密度、 Δ : メッシュに代表される代表長さ、 N : 浮力振動数、 Pr : プラントル数、 u'_i : メッシュスケール以下の流速の変動成分、 ρ' : メッシュスケール以下の密度の変動成分、 K_{mi} : 渦粘性係数、 K_{hi} : 渦拡散係数、 E : 乱流エネルギー、 C_ϵ, C_m : LES定数、 R_{ij} : 乱流によるせん断に関する項、 θ_s : 塩分、 θ : 水温、 f_ρ : 水温と塩分により密度を推定する式、である。

スキームには、時間積分にTime Splittingを用いて予測子、修正子を計算し、CIP法^{16) 17) 18)}を組み合わせたものを用いている。潮汐による表面波の非線形な影響は、大船渡湾の計算において小さいため、長波によるCFL条件が1以上でも計算できるように、完全陰解法により表面波を解いている。その際の水面の解法には、ALE法が用いられている。空間微分に関して、拡散項は保存型の有限体積法に基づき計算されている。対流項の計算はCIP法による。非静水圧成分を計算する際のポアソン方程式の解法には、計算速度の高速化のため残差切除法¹⁹⁾を用いている。残差切除法は、繰り返し計算による収束性を高める方法である。その際、近似解を得るためには、SOR法が用いられた。

4. 数値モデルによる検証

湾外の水塊の湾内への侵入は、湾口部を中心とした現象であり、底層への水塊の侵入を対象としているため、湾口部周辺を計算領域の対象とした(図-1(b)の四角、図-5)。全領域を、 54×24 (水平) $\times 40$ (鉛直) に分割し、それぞれ50m, 50m (水平), 1m (鉛直) をメッシュ間隔とし、時間間隔は4sとした。メッシュの水平と鉛直の比を50とすることで、非静水圧モデルによる動圧成分の再現性を向上させることが期待される。開境界は、塩分にはフラックスゼロ、流速には放射条件を用いた。短期間における計算であるため、水表面における熱フラックスの収支は計算しなかった。また、潮汐を外力として与えた場合、湾内セイシュなどの現象を生み出すことが考えられた。そこで貫入現象に注目して現象を解析するために、潮汐を考慮しない計算条件とした。

観測結果から、St. 11において計測された高密度の水塊の侵入が、上げ潮時において発生していたことが示された。つまり、湾外の高密度の水塊が、上げ潮時にシルを越えて湾内に密度流として浸入してきたものと考えられる。そこで再現計算において、湾内に比較して大きな密度の水塊が湾外に接近する時間は3時間とし、計算開始直後から3時間後まで大きな密度の水塊を湾口部に与え、その後3時間は下げ潮の影響を考慮して、湾口部に

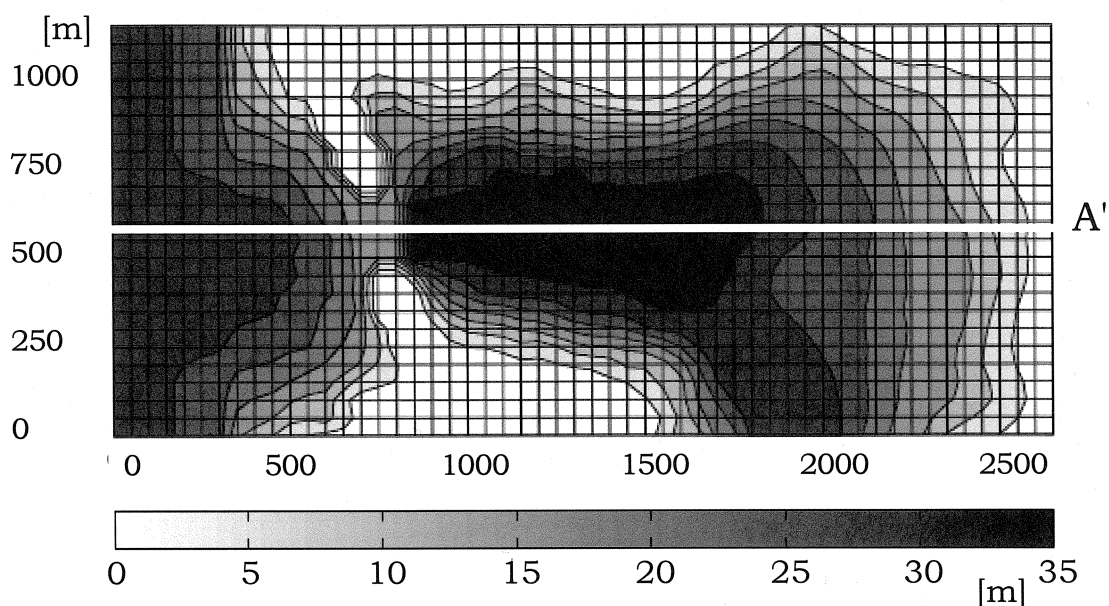


図-5 数値計算で用いられた地形.

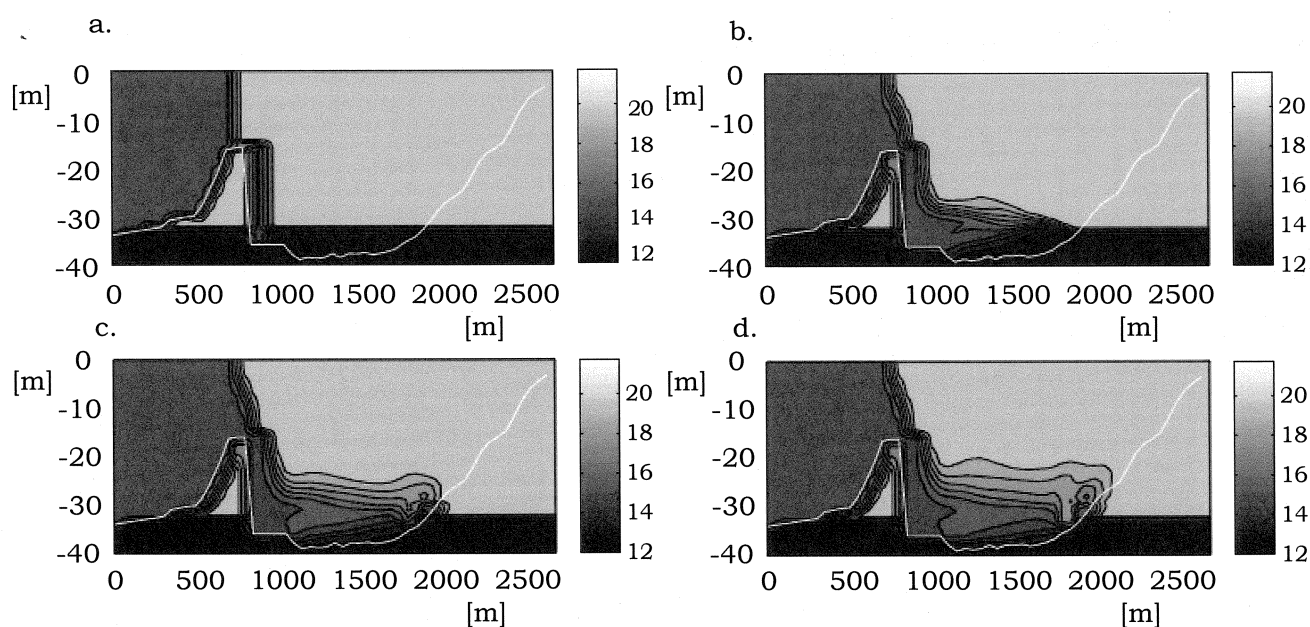


図-6 密度貫入時における水温分布の再現計算結果. (a)初期の貫入開始直後. (b)1時間後. (c)2時間後. (d)3時間後. 白線は海底地形を示す. レジェンドは水温に対応数 t .

においてその水塊は存在しないという条件を与えた. 初期条件として, 観測により得られた値を参考に, 湾内, 湾外の水温, 塩分の分布を決定し, 図-5中のA-A'断面で示されるような水温分布を与えた(図-6a). 前述の通り, 主として密度を決定していたのが水温であったので, 水温を示した.

計算では100 mという細かなメッシュを与えて計算を

行うこととしたが, シルの斜面を下る底層貫入の水平スケールは100 mよりも小さいため, その現象を再現するためにはより細かなメッシュが必要となる. しかし, 計算機容量の都合から, そのような細かなメッシュを与えることは不可能であった. そこで, 図-6aに示されるように, 湾外に湾内に比較して大きな密度の水塊が接近する間, 底層貫入がシルの斜面に存在するものとして湾外

水をシル斜面上に与えた。

図-6b, 図-6c, 図-6dに, 計算開始から1時間毎の3時間後までのA-A'断面における計算結果を示す。計算開始1時間後において, 急激に湾外水が貫入している様子が分かる。その後, ほぼ2時間後に大きな変化は終了し, 3時間後には徐々に湾外水が湾内において貫入, 鉛直拡散している様子が再現された。さらに, St. 11において計測されている流速との比較を行った結果, 良い一致が得られた(図-3b)。

これらの結果から, 密度貫入現象が非静水圧3次元LESモデルを用いて再現されることが確認され, 密度貫入現象により生じる底層への湾外水の伝達は, 2時間の規模で発生し, 安定した状態になることが分かった。

5. おわりに

湾口防波堤が存在することにより, シルを持つ湾と同様な特徴をもつ大船渡湾での, 水質環境に大きな影響を及ぼしているといわれる密度貫入現象に関して, 現地計測, 数値実験を行い, 以下のような結果を得ることができた。

- (1) 閉鎖性の高い大船渡湾の湾口内部においてDO濃度と流速を測定した結果, 上げ潮時に密度貫入が発生していることが分かった。これまで, 上げ潮時の貫入について, 密度の縦断分布からその存在が指摘されていたが, 観測により直接確認することができた。
- (2) 密度貫入現象をより詳細に把握するために, 非静水圧3次元LESモデルを用い, 再現計算を行った。その結果, 流速の再現性の比較から, 計算が良好に行われたことが分かった。
- (3) 数値計算結果から, 密度貫入による影響伝播は非常に速く, 2時間程度であることが確認された。

参考文献

- 1) 岡田知也, 中山恵介, 日比野忠史, 細川恭史, 古川恵太, 大船渡湾における底層DO濃度の変動に及ぼす湾外の影響, 海岸工学論文集第47巻, pp.1041-1045, 2000.
- 2) 岡田知也, 中山恵介, 宮野仁, 古川恵太, 閉鎖性内湾の底層溶存酸素濃度に対する湾口防波堤の影響, 港湾技術研究所, 港湾技研資料, No.1004, 2001.
- 3) 高橋研也, 佐藤博信, 柏館信子, 野村宗弘, 沢本正樹, 大船渡湾における水質特性と湾水制御効果の検討, 海洋開発シンポジウム第21巻, pp.373-378, 2005.
- 4) MacIntyre, S., Flynn, K. M., Jellison, R. and Rome, J. R., Boundary mixing and nutrient fluxes in Mono Lake, California, *Limnol. Oceanogr.*, 44(3), pp.512-529, 1999.
- 5) Macintyre, S. and Jellison, R., Nutrient fluxes from upwelling and

enhanced turbulence at the top of the pycnocline in Mono Lake, California, *Hydrobiologia*, 466, pp.13-29, 2001.

- 6) Takeoka, H., Koizumi, Y. and Kaneda, A., Year-to-year variation of a kyucho and a bottom intrusion in the Bungo Channel, Japan, *Interactions between Estuaries, Coastal Seas and Shelf Seas*, edited by T. Yanagi, pp.197-215, 2000.
- 7) Senju, T., Asano, N., Matsuyama, M. and Ishimaru, T., Intrusion events of the intermediate Oyashio water into Sagami Bay, Japan, *J. Oceanogr.*, 54, pp.29-44, 1998.
- 8) Mazda, Y., Vertical two-dimensional mechanism of tidal exchange in a bay with a sill-entrance, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 41, pp.225-234, 1985.
- 9) Fischer, H. B., List, E. J., Koh, R. C., Imberger, Y. J. and Brooks, N. H., *Mixing in inland and coastal water*, Academic Press, New York, 1979.
- 10) Okuda, K., Yasuda, I., Hiroe, Y. & Shimizu, Y., Structure of subsurface intrusion of the Oyashio water into the Kuroshio extension and formation process of the North Pacific Intermediate Water, *J. Oceanogr.*, 57, pp.121-140, 2001.
- 11) 中山恵介, 佐藤圭洋, LESモデルによる水平面上張り出しブルームの解析, 土木学会論文集, No.628, pp.97-114, 1999.
- 12) 中山恵介, Jorg Imberger, 斜面に連続的に作用する内部界面の理論解の適用性の検討, 土木学会論文集, No.789, pp.59-72, 2005.
- 13) Schumann, U.: Subgrid Length-Scales for Large-Eddy Simulation of Stratified Turbulence, *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, 2, pp.279-290, 1991.
- 14) Lilly, D. K., Waco, D. E., and Adelfang, S. I.: The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments, *Proc. IBM Sci. Comput. Symp. on Environmental Science*, pp.195-210, 1967.
- 15) Schmidt, H., and Schumann, U.: Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations, *J. Fluid Mech.*, Vol. 200, pp.511-562, 1989.
- 16) Yabe T, Aoki T. A universal solver for hyperbolic equations by cubic-polynomial interpolation. I. Onedimensional solver. *Comput. Phys. Commun.*, 66, pp.219-232, 1991.
- 17) Yabe T, Ishikawa T, Wang P Y, Aoki T, Kadota Y, Ikeda F. A universal solver for hyperbolic equations by cubic-polynomial interpolation. II. Two-and three-dimensional solver. *Computer Physics Communications*, 66, pp.233-242, 1991.
- 18) Yabe T, Takizawa K, Chino M, Imai M, Chu C C. Challenge of CIP as a universal solver for solid, liquid and gas. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 47, pp.655-676, 2005.
- 19) Tamura A, Kikuchi K, Takahashi T. Residual cutting method for elliptic boundary value problems. *Journal of Computational Physics*, 137, pp.247-264, 1997.