

負圧を利用した海水交換潜堤の揚水特性の基礎的検討

小 沢 大 造* 平 出 友 信** 古 川 恵 太***
中 村 聡 志**** 小 林 茂 雄***** 国 栖 広 志*****

1. 緒 言

一般に、湾口に比べて湾内面積が大きく、水深が深い閉鎖性の強い海域では、底層部の海水交流が不十分となっている(長坂ら, 1997; 片岡ら, 1999; 豊田ら, 1999)。特に夏期においては湾内海水の温度成層が顕著に発達することから上下水の対流が阻害され、底層部は貧酸素状態が生じている。従来、閉鎖性水域の水質改善工法は西守(1999), 小松ら(1999)などのほか底層への空気導入やジェットポンプによる上下水の混合など各種の工法が提案されている。しかし、設備の継続的な維持管理が必要となることから課題も残されている。

そこで、本研究では図-1 に示す湾口の狭窄部において潮流の流速が一般海域に比べて加速されることに注目し、木村ら(1988), Vogel(1988)の研究にならって自然エネルギーである潮流を利用した海水交換潜堤により鉛直循環式の海水交換への適用の可能性と揚水特性について検討した(古川ら, 1998; 1999)。

2. 研究 内 容

研究では、揚水の基本原理の確認、揚水管ヘッド部の形状と揚水効率の関係、模型縮尺の影響および揚水量の算定法について検討した。

使用した水槽はピット付き(深さ 30 cm×幅 50 cm×長さ 2 m)の中型循環水槽(長さ 60 m×幅 0.6 m×高さ 1.2 m)とピット付き(深さ 2.5 m×幅 4.0 m×長さ 5.0 m)の大型循環水槽(長さ 54.6 m×幅 8.0 m×高さ 3.0 m)である。

揚水管模型は図-2 に示すように水路底板に対して鉛直に設置し、パイプ外周の所定の位置に取り付けたフランジとピット蓋をねじにより固定した。また、ピット蓋の

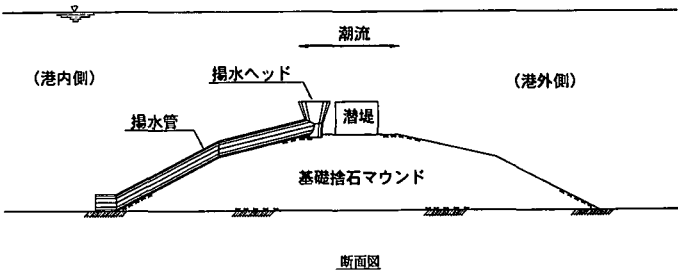


図-1 概念図

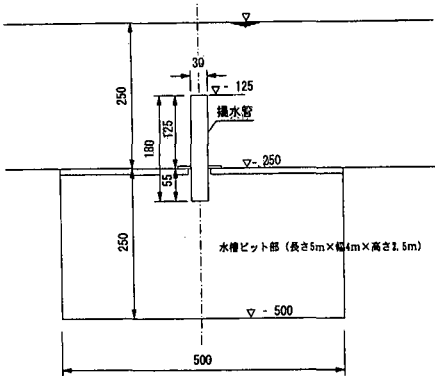


図-2 揚水管模型の設置状況 (単位: cm)

四隅には通水用の孔を設けて揚水管内への流入抵抗を軽減した。模型上端部の設定深さ(d)は、中型実験では水深 $h=95.0$ cm に対して $d=53.0$ cm ($d/h=0.56$), 大型実験では水深 $h=250.0$ cm に対して $d=125.0$ cm ($d/h=0.50$) の位置に設置した。また、模型底端部は流速がゼロになるようにピット内部の所定の位置に設置にした。

揚水管の直径は中型循環水路では $\phi=5$ cm, 10 cm, 15 cm の 3 種類, 大型循環水路では $\phi=15$ cm, 30 cm の 2 種類を用いた。

揚水効果の改善は 10 タイプの揚水ヘッドを選定して中型実験による検討を行った。ここでは基本形である円筒タイプ(タイプ 1)と揚水効率が最もよい角型ラップタイプ(タイプ C)の模型を図-3 に示す。

計測項目は接近流速, 揚水流速および管内圧力である。計測機器は電磁流速計 (VM-801 L: ケネック), 電磁微

* 運輸省第二港湾建設局横浜調査設計事務所長
** 運輸省第二港湾建設局釜石港湾工事事務所長
*** 正 会 員 工 修 運輸省港湾技術研究所海洋環境部環境評価研究室長
**** 正 会 員 工 修 運輸省港湾技術研究所海洋環境部主任研究官
***** 運輸省第二港湾建設局横浜調査設計事務所課長
***** フェロー 工 博 日本海洋コンサルタント(株)技術開発部長

表-1 実験条件

水路諸元	揚水管径 (cm)	流速 (cm/s)
中型循環水路		0.91
	5 cm	1.83
	10 cm	2.74
	15 cm	3.65
大型循環水路		4.56
	15 cm	1.58, 31.6
	30 cm	4.74, 6.32
		7.91, 10.0
		15.0, 20.0
		25.0, 30.0
		50.0

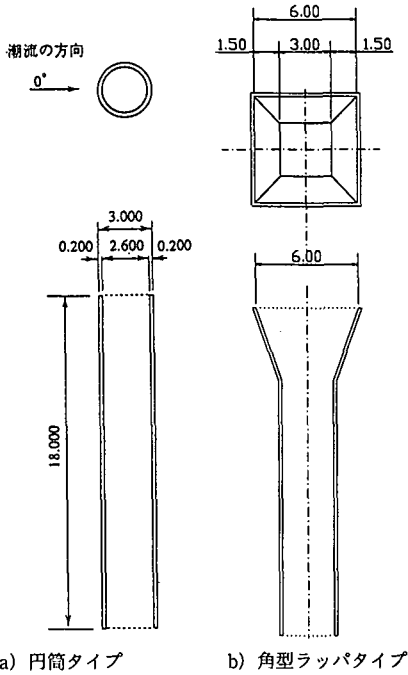


図-3 揚水管模型一例

流速計 (VM 2-50-08 PSL: ケネック) および小型圧力計 (P 310-01) を用いた。

揚水管周辺の流況は染料を揚水管上流側約 30 cm の位置と揚水管内 10 cm の位置に設置した。また、実験記録は写真撮影および目視観測を実施した。

管内流速および圧力は接近流速が定常状態になった後、サンプリングタイム 20 ms で 1 分間計測した。

実験に用いた流速は表-1 に示す。これはレイノルズ数で $2 \times 10^3 \sim 1.2 \times 10^6$ の範囲に相当する。

数値シミュレーションは N-S 方程式の直接解析である渦粘性モデルと乱流解析である $k-\epsilon$ モデルによる検討を行った。計算に用いた基礎方程式を以下に示す。本基礎方程式は有限差分法により離散化した。

連続の式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

運動方程式

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} \\ &= -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + (\nu_t + \nu) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \\ & \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial vw}{\partial z} \\ &= -\frac{\partial \bar{P}}{\partial y} + (\nu_t + \nu) \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \\ & \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial uw}{\partial x} + \frac{\partial vw}{\partial y} + \frac{\partial ww}{\partial z} \\ &= -\frac{\partial \bar{P}}{\partial z} + (\nu_t + \nu) \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + g \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ただし、

$$\bar{P} = P + \frac{2k}{3} \quad \nu_t = \frac{C_\mu k^2}{\epsilon}$$

乱流エネルギーの保存式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial uk}{\partial x} + \frac{\partial vk}{\partial y} + \frac{\partial wk}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_q \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_q \frac{\partial k}{\partial y} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_q \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \nu_t S - \epsilon \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

ただし、

$$\nu_q = \frac{\nu_t}{\sigma_q} \quad (\sigma_q \text{ は定数} = 1.0)$$

$$\begin{aligned} S = & \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \\ & + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

消散エネルギーの保存式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial u\epsilon}{\partial x} + \frac{\partial v\epsilon}{\partial y} + \frac{\partial w\epsilon}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) + C_1 \nu_t \frac{\epsilon}{k} S - C_2 \frac{k\epsilon}{\nu_t} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

ただし

$$\nu_\epsilon = \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \quad (\sigma_\epsilon \text{ は定数} = 1.3)$$

ここに

u, v, w : 平均流速, x, y, z : 座標値, P : 圧力, ν_t : 渦動粘性係数, ν : 動粘性係数, k : 乱流エネルギー, ϵ : 消散エネルギー, g : 重力加速度, C_1, C_2, C_μ : 定数 ($C_1 = 1.59, C_2 = 0.18, C_\mu = 0.09$)。

実験における揚水管の流れの状況を写真-1 および写真-2 に示す。写真-1 は中型実験で管径 $\phi = 15$ cm, 接近流速 $u = 2.74$ cm/s, 写真-2 は大型実験で管径 $\phi = 30$

cm, 接近流速 $u=25$ cm/s の条件である。揚水管の揚水状況を目視観察するため、事前に水路のピット内に青色の染料（メチルブルー）を充填した。流れのない場合には揚水管内の流体は静止状態で釣り合っている。流れが作用すると揚水管内の流体は写真-1 に示すように時間経過とともにピット内の流体が徐々に揚水管を通じて上昇し、揚水ヘッドから流出する。揚水管底部はピット内の設置してあることから静水状態にある。このことから、揚水管内の流体に対して上昇流を発生させる力は、揚水ヘッド部の静水圧力の低下（負圧）に起因するものと推察される。

揚水管に到達した流れは 3 次元的で複雑な挙動を示す。流れの特徴は、揚水管の前端上部に到達した流れが構造物端部で剥離に伴う渦が管上部に発生することであ

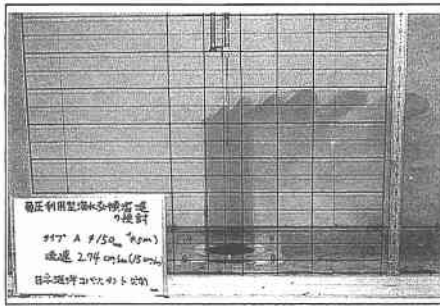


写真-1 中型模型実験 ($\phi=15$ cm, $u=2.74$ cm/s)



接近流速



管内流速

写真-2 大型模型実験 ($\phi=30$ cm, $u=25.0$ cm/s)

る。

この現象を把握するため渦粘性モデルを用い、動粘性係数 $\nu=0.011$ cm²/s に設定して流れの解析を行った。解析に用いた分割数は x 方向（流れの流下方向）に 80 分割（メッシュ間隔 5 mm, 1 cm, 2 cm, 5 cm）と y 方向（水槽の幅方向）に 64 分割（メッシュ間隔は x 方向と同じ） z 方向（深さ方向）に 80 分割（水深方向メッシュ 1 cm, 2 cm）の合計 409, 600 分割とした。本メッシュは流れに対する構造物の近傍の乱れを精度よく解析する目的から細かく設定してある。解析結果の一例を図-4 に示す。本モデルによる解析では揚水管上部には接近流速に比べて加速される領域と揚水現象は確認されたが写真に見られるような渦の発生は認められない。これはモデルの 1 メッシュ当たりの間隔が大きいため、流れの微細構造である渦の現象を捉えられず、メッシュ内の平均流となっているためと考えられる。

一方、剥離渦の発生現象を把握するため $k-\epsilon$ 方程式を

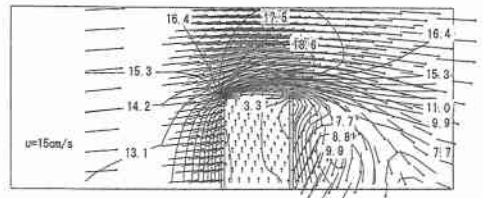
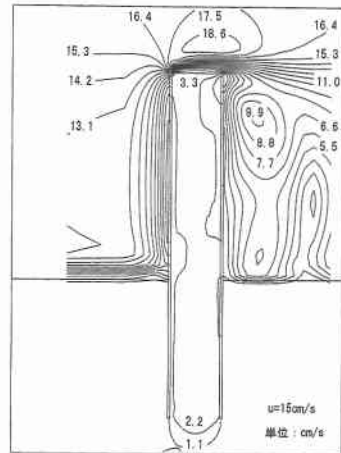


図-4 渦粘性モデルによる流速分布の計算結果

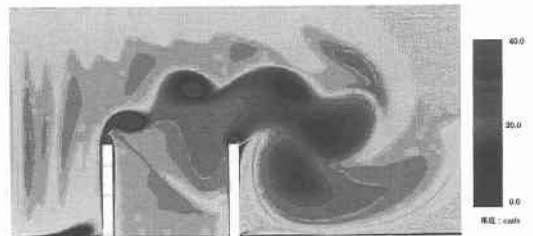


図-5 $k-\epsilon$ モデルによる流速分布の計算結果

用い乱流解析を行った。大型模型実験における解析領域は、流下方向4.5m、幅1.8m、水深3.6mとした。計算メッシュは、X方向92メッシュ×Y方向76メッシュ×Z方向82メッシュで合計573,344メッシュである。境界条件は、揚水管の上流側に流入速度、下流側に自然流出、側面は摩擦なし、底面には摩擦の各条件を設定した。解析結果を図-5に示す。図から渦は揚水管前面隅角部で発生し後方に運ばれていく様子が分かる。渦の規模は数センチメートルから十数センチメートルであり実験の状況をよく反映している。また、揚水流量の特性は渦粘性モデルの計算結果とほぼ同等である。このことから、流れの微細構造の現象を把握するときは $k-\epsilon$ 方程式を用いた乱流モデルを適用する必要がある。ただし、揚水流速の算定を行う場合には渦粘性モデルで十分である。

一方、実験と計算の管直上の流速分布を比較したのが図-6である。この図は揚水管の中央部における管上端の水平方向、鉛直方向および合成流速に対する管径15cm、流速3.65cm/sの流速分布を示したものである。水平方向（流下方向が正）は流れの乱れ状態（渦など）を示すため流速の分散値も示した。図から管上端から上方向に所定厚のよどみ領域が存在し、管の直径(R)に対する無次元距離(l/R)が0.4程度はなれた地点から接近流

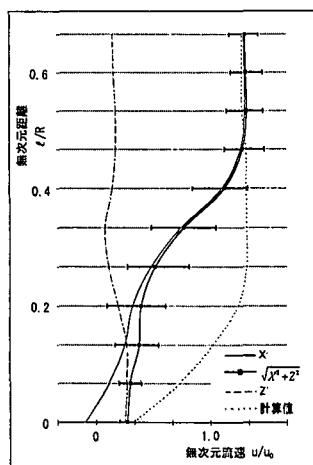


図-6 揚水管直上の流速分布

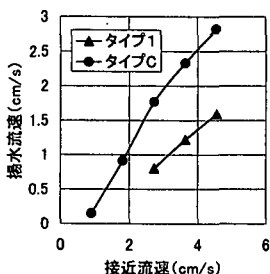


図-7 接近流速と揚水流速の関係

速とほぼ同じ大きさの一樣流速分布となっている。また、よどみ領域と一樣流速になる間に遷移領域が存在し、これは渦などによって流れの状態が乱れていることを示している。この領域は目視観察から得られた渦の発生領域とほぼ一致している。よどみ領域の流向は点線で示す z 方向（上方向が正）に向かっており、下方から揚水された水が供給される領域である。計算から求めた揚水流速は実験値とほぼ同等である。

一方、揚水効率の検討は中型実験で揚水流速の比較を行い図-7の結果を得た。図から角型ラッパタイプは基本形である円筒の直管タイプに比較して約2倍の揚水流速を発生させることが分かった。そこで、大型実験では基本タイプ（円筒タイプ）に加えて角型ラッパタイプの揚水流速特性の検討を行った。大型実験の接近流速と揚水流速の実験値と渦粘性モデルを用いた数値計算の結果を図-8に示す。図から大型実験においても揚水流量は接近流速に比例して単調に増加することがわかる。また、角型ラッパタイプの揚水管は接近流速に対して60%の

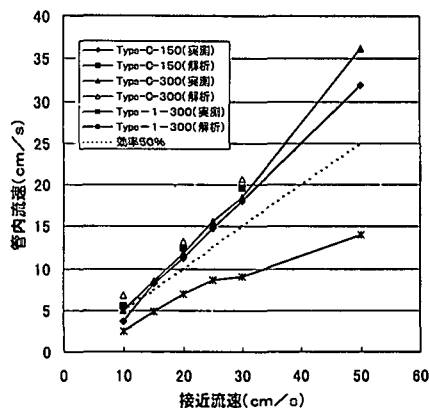


図-8 大型実験の接近流速と揚水流速の実験値の関係

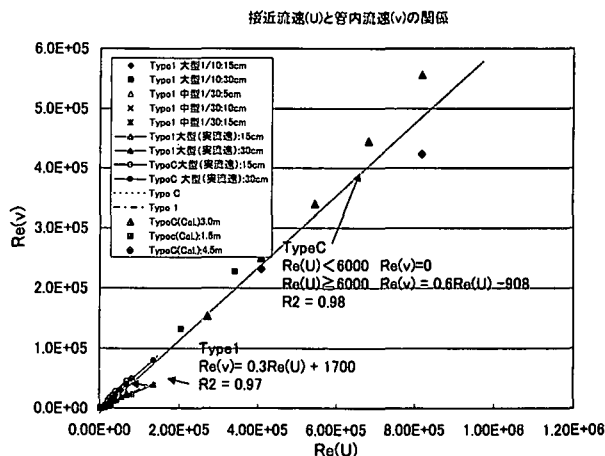


図-9 接近流速と揚水流速の関係（タイプ1 & タイプC）

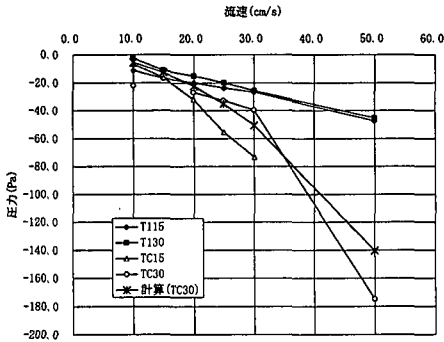


図-10 負圧実験値と計算値の比較

効率があることが分かる。

以上の結果から、中型実験、大型実験の接近流速と揚水流速の関係についてレイノルズ数を用いて整理したのが図-9である。図から円形および角型ラップタイプの揚水流速(v)は接近流速(u)に対して単調増加し、レイノルズ数(Re)を適用すると式(6)の関係にある。図には渦粘性モデルを適用した計算値も示してあり、実験値と同様に式(6)とほぼ一致することが分かる。

$$Re(v) = a \cdot Re(u) + b \quad \dots\dots\dots (6)$$

タイプ1 (円筒タイプ): $a=0.3$ $b=1700$

タイプC (角型ラップタイプ): $a=0.6$ $b=-908$

一方、揚水現象として木村ら(1998)は、粘性に起因する連行現象($Re < 2000$)と管上端での圧力低下現象($Re > 2000$)であることを示している。本検討範囲はレイノルズ数が2000以上であることから揚水現象は負圧が原因と推測される。また、負圧の評価式として式(7)~(9)を示した。そこで、式(7)から求めた負圧値と大型実験より得られた負圧値(円筒型と角型ラップタイプ)を比較したのが図-10である。計算に用いた各摩擦係数は土木学会編(1985)を参考に $f_i=1.0$, $f_{oe}=1.0$, $f=0.02$ に設定した。図から、実験から得られた負圧は円筒タイプでは接近流速の増加に対してほぼ直線的に増加するのに対して角型ラップタイプでは流速が30 cm/s以上で2次曲線的に増加することが分かる。この結果に角型ラップタイプの計算値を×印で示した。計算値は実験値とほぼ一致することがわかる。また、式(9)から角型ラップタイプの比例定数 k を算定すると $k=1.1$ となった。

(1) 粘性に起因する連行現象 ($Re < 2000$)

(2) 管上端での圧力低下現象 ($Re \geq 2000$)

イ) 管上端での圧力低下

$$\Delta p = \frac{w_0 k U^2}{2g} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ロ) 圧力低下で誘発される管内流速

$$\Delta p = \frac{w_0 \left(f_i + f_{oe} + f_0 + f \frac{l}{D} \right) v^2}{2g} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ハ) 管外と管内の流速比

$$\frac{v}{U} = \sqrt{\frac{k}{\left(f_i + f_{oe} + f_0 + f \frac{l}{D} \right)}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 f_i , f_{oe} , f_0 , f : 管の流入, 流出, 拡幅, 壁面の摩擦損失係数

3. 結 語

検討結果をまとめると以下のことが明らかとなった。流水中に筒状の構造物を設置するとベルヌーイの定理に従って、構造物上下端の流れの差に起因した圧力が発生し管内には流れが生じる。負圧の大きさは構造物両端の形状によって異なるが、角型ラップタイプでは式(9)で示す比例定数 $k=1.1$ を適用すると実験値とよい一致を示す。管先端部前面では剥離渦が発生し、管上端を覆うようにして下流側に移動する。この渦の状況は乱流モデルである $k-\epsilon$ 方程式を適用することにより再現することができる。ただし、揚水流量の評価は渦粘性モデルでも十分の適用性が確認されたことから、計算速度および各パラメータの設定の簡便さから判断すると実用的には渦粘性モデルで十分であると考えられる。

参 考 文 献

- 片岡真二・田中昌弘・小林栄一・小島 洋 (1999): 数値シミュレーションによる閉鎖性湾の浄化対策の検討, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 1106-1110.
- 木村晴保・平松大介 (1988): 流水中に鉛直に固定されたパイプ内に誘発される流れ, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 627-631.
- 小松利光・岡田知也・中村由行・中島信一・長谷部宋・藤田和男・井芹寧 (1999): 閉鎖性水域への表層水供給による水質改善効果, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 1111-1115.
- 土木学会編 (1985): 水理公式集, pp. 394-399.
- 豊田政史・日比野忠史・細川恭史・鶴谷広一 (1999): 大船渡湾における空室・リン分布の季節変動特性, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 1061-1065.
- 長坂 猛・鶴谷広一・村上和男・浅井 正 (1997): 大船渡湾の成層と貧酸素水塊に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 1066-1070.
- 西守男雄・日比野忠史・鶴谷広一・石原弘一 (1999): 実海域における下部透過型防波堤の海水交換特性, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 1081-1085.
- 古川恵太・花田邦幸・伊藤弘樹 (1998): 負圧を利用した海水循環促進工法に関する基礎的実験, 第26回土木学会関東支部技術研究発表会, pp. 314-315.
- 古川恵太・小林茂男・安原 晃・赤星昭弘 (1999): 負圧を利用した海水循環促進工法に関する基礎的実験 (第二報), 第27回土木学会関東支部技術研究発表会, pp. 1024-1025.
- Steven Vogel (1983): Life in moving Fluids -The Physical Biology of Flow, pp. 72-73.