

局所洗掘底面上の直立円柱まわりの流れに関する実験的研究

小林 智 尚*

1. 緒 言

海洋・海岸構造物のまわりに発生する局所洗掘は複雑な現象であり、そのメカニズムにはまだ不明な点が数多く残されている。局所洗掘現象そのものは底質の運動であるが、この底質の運動を支配しているのは底面近傍の流体の運動である。したがって、局所洗掘現象のメカニズムを解明するためには、流体運動の特性を明らかにする必要がある。このような考えのもとに西沢・沢本(1989)は主に可視化法を用いてその流れの特徴を明らかにしており、また著者ら(小林・渡辺, 1989, 小林, 1990)も数値計算および実験を通して解析を試みている。同様な局所洗掘現象がみられる河川構造物まわりの流れについても、鈴木(1978)による解析的な研究や宇民(1976)や Baker(1979)による実験的な研究により、直立円柱まわりの流れを特徴づけている馬蹄形渦が明らかにされている。

ところが、これらの研究はそのほとんどが平坦な底面上の流れを対象としており、この流れがすでに局所洗掘が発生している現地の海洋海岸構造物や河川構造物のまわりの流れと同じ特徴を持っているかは疑問である。

そこで本研究では、波動場において局所洗掘の発生した底面上に設置された直立円柱まわりの流れを室内実験で詳細に測定し、この底面地形が流体運動におよぼす影響など、洗掘地形上での局所洗掘現象にかかわる直立円柱まわりの流れの特徴を明らかにした。

2. 実験方法

(1) 局所洗掘形状模型

本研究ではレーザー・ドップラー流速計を用いて局所洗掘底面上の直立円柱まわりの空間流速分布を測定しているが、底質が運動している状態で流速分布を測定することは流速計の特性からほとんど不可能である。そこでここでは局所洗掘の模型を用いて、この模型の上の流れの測定解析を行った。使用した模型は、流速分布測定時と同じ波動条件のもとでの移動床局所洗掘実験から得られた洗掘地形をもとに作成した。

移動床実験では中央粒径 $d_{50}=0.6$ mm, 密度 $\rho=2.68$ g/cm³ の均一な粒径の砂を用い、表-1 に示す実験条件のもとで直立円柱まわりに発生する局所洗掘の形状の測定を行った。この入射波は図-1 に示す水面波形と底面近傍流速分布を持った非線形性の強い保存波であった。

このとき、K.C. 数=5.2 であり、岩垣ら(1982)などによっても示されているように円柱からの剝離渦は1対の対称渦対を形成しており、場全体でも円柱の軸を通る鉛直面を対称面とした対称な流れが観察された。

以上の条件のもとで、400 波の波を作用させて得られた局所洗掘形状を連続式砂面計で測定し、その結果を用いて局所洗掘模型を作成した。この模型の地形を図-2 に示す。この模型の表面には移動床実験で用いた底質砂を張り付け、実際の局所洗掘の発生した底面上の流れとできるだけ同じ流れが再現されるようにしている。

(2) 空間流速分布の測定方法

局所洗掘底面上の流速分布の測定では作成した地形模型に直立円柱を設置し、底面の平均水平面と円柱の軸との交点を原点として、岸沖方向 (x 方向, 岸向きが正):

表-1 実験条件

水深 h	10.0cm	円柱直径 D	4.8cm
周期 T	1.5s	最大流速 $U_{\max}$	167mm/s
波高 H	3.8cm		
Uresll 数	83.8	K.C. 数	5.2

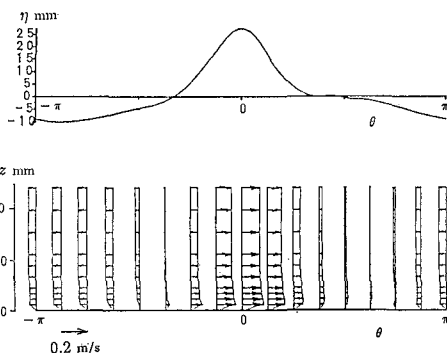


図-1 入射波の水面波形と底面近傍の流速分布

* 正会員 工修 東京理科大学助手 理工学部土木工学科

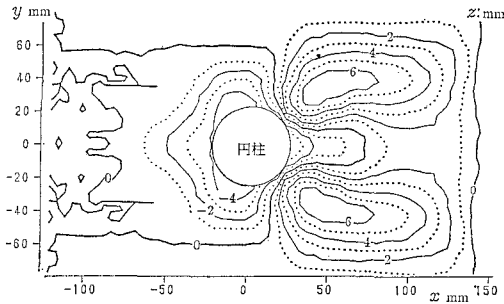


図-2 局所洗掘形状の模型の等高線 (右が岸側)

$-52 \leq x \leq 52$ mm, 沿岸方向 (y 方向): $0 \leq y \leq 57.6$ mm, 鉛直方向 (z 方向): $z \leq 22$ mm の測定領域内ではほぼ 1~4 mm 間隔で測定点を配置し, 個々の点での流速を測定した. ここで, 沿岸方向には対称な流れが観察されたので y 軸方向には円柱の片側のみに測定点を配置している. 個々の測定点では入射波 100 波分の位相平均流速を測定結果として得た.

各測定点での流速の測定には著者 (1990) が開発した 2 成分レーザー・ドップラー流速計とパーソナル・コンピュータを中心とした空間流速分布自動計測システムを用いた. また各測定点では岸沖方向流速成分 u と鉛直方向流速成分 w のみを測定しており, 沿岸方向流速成分 v および底面の凹凸により測定不可能な測定点での流速 (v, u, w) は次に述べる MASCON モデルを用いて推定した.

(3) MASCON モデル

MASCON モデルは mass consistent な場を表すモデルで, 気象学の分野において複雑な地形上での現地観測データからその地形上の風速分布を推定するモデルの 1 つとして, Sherman (1978) によって開発されたモデルである. 最近では, 日野ら (1989) や孟ら (1990) によって実験室レベルの実験データへのこのモデルの適用が試みられている.

このモデルは, 連続式を満たすことを条件として推定された各流速成分の値を付帯条件付きの変分法によって修正するモデルで, 複雑な地形上でも容易に適用可能である. 推定値あるいは測定値 u_0, v_0, w_0 が与えられたとき, MASCON モデルでは連続式を付帯条件として

$$\alpha_x^2(u-u_0)^2 + \alpha_y^2(v-v_0)^2 + \alpha_z^2(w-w_0)^2 \rightarrow \text{最小} \quad \dots\dots\dots (1)$$

を満足するように測定値 u_0, v_0, w_0 を修正して u, v, w を決定する. ここで, $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ は各成分の重みである. Lagrange の未定乗数 λ を用いると式 (1) を満足するには汎関数 $E(u, v, w, \lambda)$

$$E(u, v, w, \lambda) = \int_V \left[\alpha_x^2(u-u_0)^2 + \alpha_y^2(v-v_0)^2 + \alpha_z^2(w-w_0)^2 \right. \\ \left. + \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] dxdydz \quad \dots\dots\dots (2)$$

を最小にすればよい. ここで積分範囲 V は対象としている 3 次元空間の領域全体である. この汎関数 $E(u, v, w, \lambda)$ を最小にする解は Euler の方程式を用いて

$$u = u_0 + \frac{1}{2\alpha_x^2} \frac{\partial \lambda}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$v = v_0 + \frac{1}{2\alpha_y^2} \frac{\partial \lambda}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$w = w_0 + \frac{1}{2\alpha_z^2} \frac{\partial \lambda}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる. これらから以下に示すような λ に関する楕円型偏微分方程式が得られる.

$$\frac{1}{\alpha_x^2} \frac{\partial^2 \lambda}{\partial x^2} + \frac{1}{\alpha_y^2} \frac{\partial^2 \lambda}{\partial y^2} + \frac{1}{\alpha_z^2} \frac{\partial^2 \lambda}{\partial z^2} \\ = -2 \left(\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{\partial w_0}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (7)$$

ただし境界条件は, 流体の流入出を許す場合には $\lambda=0$, 訴さない場合には $\partial \lambda / \partial n = 0$ である. ここで n は境界面の法線外向きの単位ベクトルを示す. また, 重み $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ は本来観測誤差に関して決定される値であり, 誤差の小さいときには大きな値をもつ. この式 (7) を S.O.R. 法で解いて λ を求め, 式 (3)~(5) に代入すれば u, v, w が求められる.

本研究には以下に示す手順でこの MASCON モデルを適用した. 式 (7) において, まず修正前の値 u_0, v_0, w_0 として実際に測定された流速データの位相平均値を用いる. ただし, 測定データのない流速成分についてはすべて 0 とする. つぎに, 重み $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ を, 個々の流速成分ごとに, 測定された流速成分の重み α_m と, 測定されていない流速成分の重み α_{nom} の 2 種類に分ける. 重み α_m, α_{nom} は, 測定された流速成分が大きく修正されることのないように, $\alpha_m \gg \alpha_{nom}$ とする. 実際には, ここでは $\alpha_m = 5.0, \alpha_{nom} = 1.0$ とした.

このように測定値 u_0, w_0 から, MASCON モデルで洗掘地形上の空間流速分布 u, v, w を推定した.

3. 実験結果

図-2 に示した局所洗掘模型に直立円柱を設置し, 表-1 に示す移動床実験時と同一の波動場で, この円柱まわりの空間流速分布を測定した. その測定結果から MASCON モデルを用いて推定した流速分布を以下に示す.

(1) 円柱まわりの流速分布

図-3 から図-6 に局所洗掘模型上の流れの流速分布を示す. 底面の地形は, MASCON モデルで底面境界条件として用いた地形のメッシュ上のデータを用いて, 図中に粗い折れ線で示してある.

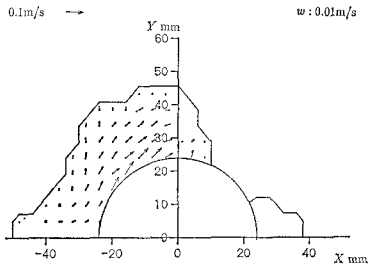
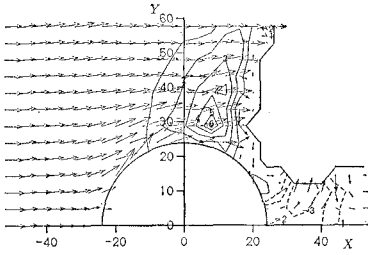
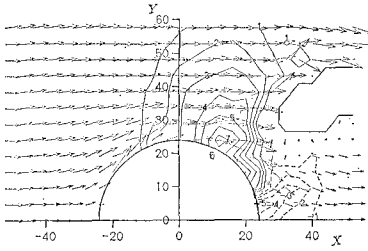
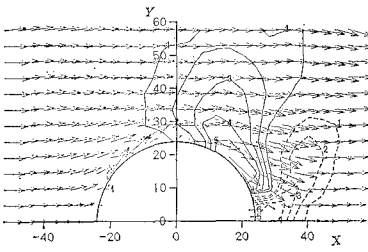
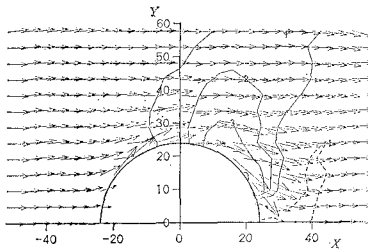
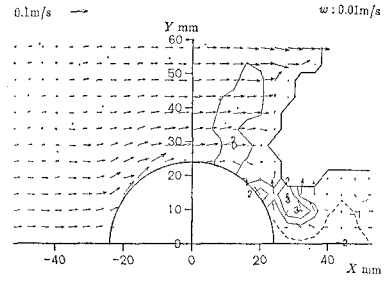
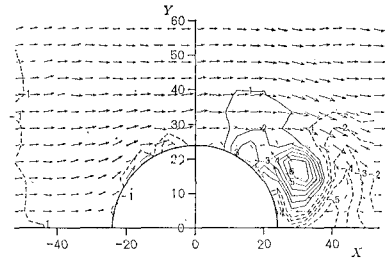
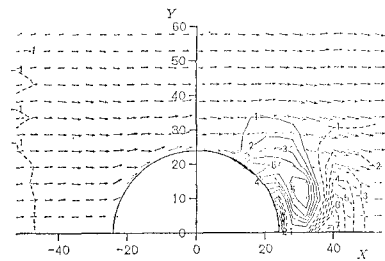
(a) $z = -2 \text{ mm}$ (b) $z = 2 \text{ mm}$ (c) $z = 6 \text{ mm}$ (d) $z = 10 \text{ mm}$ (e) $z = 14 \text{ mm}$ 図-3 波峰通過時における各 x - y 水平面内の位相平均流速分布

図-3 は波峰通過時における各高さ z での水平面 (x - y 平面) 内流速分布である。図中の等値線は流速 w の分布を示しており、実線が $w > 0$ すなわち上昇流を、また破線が下降流 $w < 0$ を示している。この図では

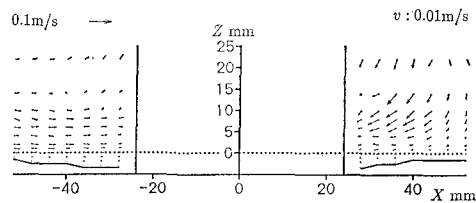
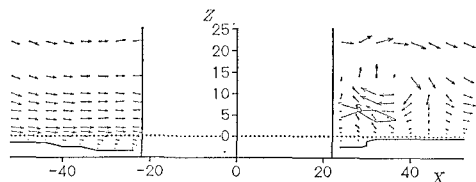
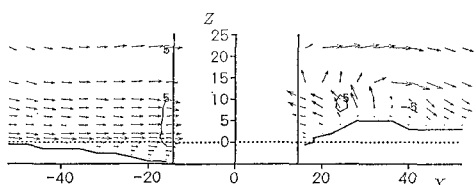
(a) $z = 4 \text{ mm}$ (b) $z = 10 \text{ mm}$ (c) $z = 14 \text{ mm}$ 図-4 波峰通過後 $2\pi/8$ 位相の各 x - y 水平面内の位相平均流速分布

岸向き流れが、円柱沖側斜め前面の洗掘域から岸側斜め前面の堆積域へ底面に沿って流れており、その後この堆積域を越えてさらに岸側へ流れてゆく様子がわかる。また洗掘域の底面近傍ではそれほど大きな流速は生じていないことがわかる。

図-4 に 図-3 の $2\pi/8$ 位相後の流況を示す。このとき円柱岸側には剥離渦が発生しているがその中心は明確でなく、しかも高さによってもその剥離渦の様子は異なる。さらにこの剥離渦が発生している領域、つまり円柱岸側前面近傍ではかなり強い上昇流と下降流が発生し複雑な流れを形成している。ただし高さ $z = 22 \text{ mm}$ の x - y 水平面内では明確な剥離渦は観察されなかった。

図-4 と同位相での各 z - x 鉛面内流速分布を 図-5 に示す。図中、等値線は v 成分の流速分布を示しており、実線が $v > 0$ 、破線が $v < 0$ である。波の峰の通過直後には円柱岸側前面に y 軸方向に水平な軸をもった渦が見られる。そして、この渦は岸沖方向の流れが止まる瞬間に底面上に大きな流速を誘導している (図-6)。

ただし、図-5, 6 において、対称面 ($y = 0 \text{ mm}$) では

(a) $y=0$ mm(b) $y=9.6$ mm(c) $y=19.2$ mm図-5 波峰通過後 $2\pi/8$ 位相の各 z - x 鉛直面内の位相平均流速分布

さほど明確な渦がみられず、むしろ、 $y=9.6$ mm など、対称面 ($y=0$ mm) から離れた z - x 鉛直面内で強い渦の集中が観測された。

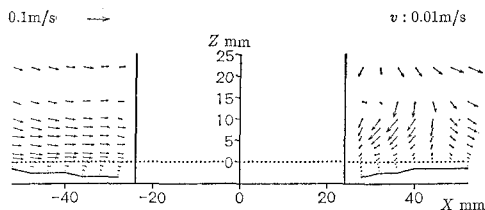
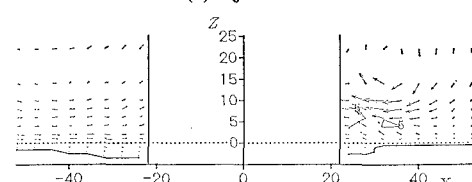
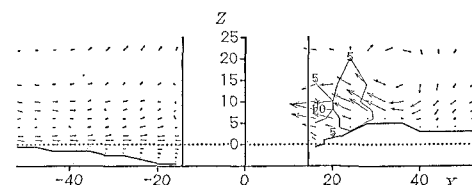
これらの図にみられる流れは底面形状の影響を大きく受けており、砂漣上の流れ (例えば、浜本ら, 1982) と比較すると、砂漣頂部で大きな流速が生じているなど、似たパターンを見いだすことができる。

(2) 円柱まわりの渦度分布

直立円柱まわりの流速分布では円柱岸側前面で大規模な水平渦が確認されたので、この渦の振舞いを渦度ベクトルの空間分布の視点から観察する。

図-7 は波峰が直立円柱を通過する前後の位相での直立円柱まわりの渦度ベクトルの分布の様子を沖側斜め前面と側面より見た図である。図中では、大きな渦構造を明確にするために 0.02 s^{-1} 以上の強さの渦度 ($|\omega| \geq 0.02 \text{ s}^{-1}$) を持つ渦度ベクトルのみを表示している。

図-7 の (a) より、円柱側面の底面に沿っていた流れが円柱岸側斜め前面に位置する底面の凸部の頂部で剝離し、渦を生成している様子がわかる。またこの図の (b) (c) や他の図からは、円柱岸側の大規模渦について、1. 渦の軸は完全な水平ではなく、その両端は底面にはほぼ垂直な半楕円弧状である、2. 大規模渦の対称面 ($y=0$ mm) 近傍の部分ではあまり明確な渦の集中がみられない、3. 大規模渦は岸側に傾いている、などの特徴が見いだされる。先にも述べたようにこのケースにおける直立円柱まわりの流れは砂漣上の流れに似ている。

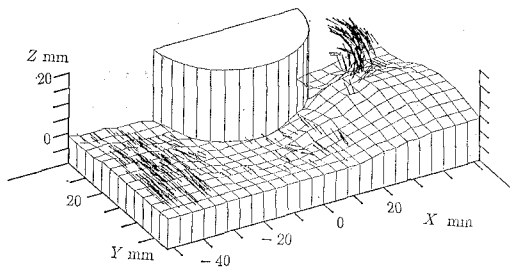
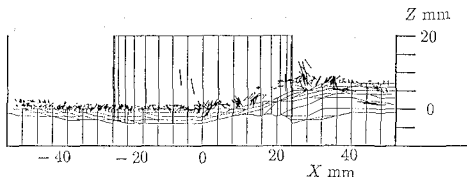
(a) $y=0$ mm(b) $y=9.6$ mm(c) $y=19.2$ mm図-6 波峰通過後 $3\pi/8$ 位相の各 z - x 鉛直面内の位相平均流速分布

ここで、円柱側面に沿って 1 波長分の砂漣が左右対称に発生していると考え、砂漣頂部、すなわち円柱岸側斜め前面の凸地形部で渦が剝離していることになる。ただし、円柱岸側前面では円柱の陰になり強い剝離渦は存在しなくなる。これが先に挙げた特徴 2. に相当する。また、この底面地形模型からの剝離渦は直立円柱の存在により円柱近傍では流速が大きく剝離しやすいが、円柱から離れた点では流速が小さくなるため底面凸部からの剝離は明確ではなくなる。このことは剝離渦の軸が円柱から遠くなるに従って底面から離れず特徴 1. に述べた形状になる理由である。さらに、先に行った水平平坦床での実験 (小林, 1990) では円柱表面に沿う流れが観察されたが、本ケースではそのような下降流は確認できなかった。したがって円柱岸側に発生した剝離渦は主流の鉛直流速分布に従い特徴 3. に述べた形状になる。

(3) 水平平坦床上での流体運動との比較

ここで図-7 を平坦な底面を用いて行った実験結果である図-8 と比較する。この結果は底面に滑らかな水平平坦床を用いた以外は表-1 に示したとおり、図-7 と同一の条件のもとでの測定で得られた結果である。この結果は図-1 に示したように用いた入射波が長波であり、底面近傍ではほぼ一様な鉛直流速分を持っているため、水平平坦床上では直立円柱からの剝離渦など円柱まわりの流体運動は鉛直方向にはほぼ一様な水平 2 次元の様相を呈している。

図-7 を図-8 と比較すれば局所洗掘が底面近傍の流

(a) 波峰通過後 $2\pi/8$ 位相 (沖側斜め前面からの図)

(b) 波峰通過時 (側面図)

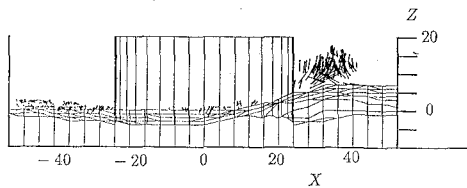
(c) 波峰通過後 $2\pi/8$ 位相 (側面図)

図-7 円柱背後の剝離渦の3次元渦構造 (渦度ベクトルの分布)

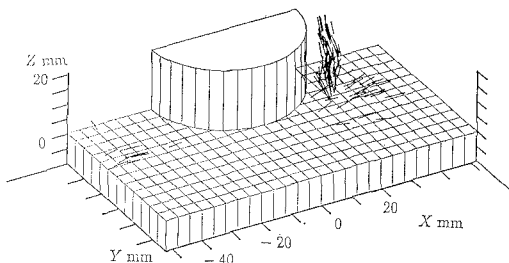
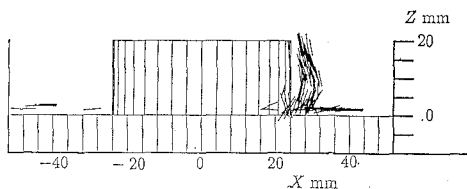
(a) 波峰通過後 $\pi/8$ 位相 (沖側斜め前面からの図)(b) 波峰通過後 $\pi/8$ 位相 (側面図)

図-8 平坦床上的の直立円柱背後の剝離渦 (渦度ベクトルの分布)

体運動におよぼす影響は明らかである。図-8 では鉛直な軸を持つ円柱からの剝離渦のみが発生しているのに対し、図-7 では底面の凹凸により水平な軸を持つ強い渦が底面の凸部で生成され、この渦が円柱表面からの剝離渦と干渉して複雑な3次元渦構造を形成している様子がわかる。そしてこの渦構造は図-6に見られるように、

円柱岸側の前面で底面上に大きな流速を誘導している。したがってこの3次元の複雑な構造を持つ渦は局所洗掘現象の中で重要な働きをしているものと考えられる。

4. 結 論

本研究では波動場において局所洗掘の発生した底面上の直立円柱まわりの流体運動を室内実験で詳細にとらえ、特に局所洗掘地形が流体運動におよぼす影響について解析を行った。測定ではレーザー・ドップラー流速計を用いて空間流速分布を計測し、さらに計測不可能な点の流速分布も MASCON モデルを適用することにより推定した。この測定結果からは、局所洗掘地形の凸部から放出された水平な軸を持つ渦が直立円柱からの剝離渦と干渉して、複雑な3次元の構造をした渦組織を形成していることが見いだされた。さらにこの3次元構造を持った渦が底面上に大きな流速を誘導している様子がとらえられた。このような渦運動は水平平坦な底面に設置された直立円柱まわりの流体運動とは明らかに異なる運動であった。したがって、今後直立円柱まわりの局所洗掘現象を解析するにあたって局所洗掘形状が底面近傍の流体運動におよぼす影響を十分に考慮する必要がある。

最後に、本研究を進めるにあたり的確な助言をいただきました東京大学の渡辺晃教授、磯部雅彦助教授に謝意を表わします。

参 考 文 献

- 岩垣雄一・浅野敏之・永井文博 (1982): 波と流れの共存場に置かれた円柱に作用する流体力, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 433-437.
- 宇民 正 (1976): 円柱橋脚前方における局所流の研究, 土木学会論文報告集第247号, pp. 61-70.
- 小林智尚・渡辺 晃 (1989): 波動場における直立円柱まわりの流れの3次元数値シミュレーション, 第36回海岸工学論文集, pp. 419-423.
- 小林智尚 (1990): 波動場における直立円柱まわり底面近傍の流れに関する実験的研究, 第37回海岸工学論文集, pp. 384-388.
- 鈴木幸一 (1978): 橋脚周辺部における流れと掃流力に関する研究, 土木学会論文集, 第272号, pp. 65-78.
- 西沢 勝・沢本正樹 (1989): 波による円柱まわりの局所洗掘, 第36回海岸工学論文集, pp. 414-418.
- 浜本健一・三村信男・渡辺 晃 (1982): 砂漣上の振動流境界層に関する実験的研究 (2), 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 254-258.
- 日野幹雄・孟 岩・村山雅昭 (1989): 疎らな流速測定データから非定常流れ場全体の瞬間像を推定する試み, 東工大, 土木工学科研究報告, No. 41, pp. 1-8.
- 孟 岩・村山雅昭・日野幹雄 (1990): 3次元組織的乱流構造の瞬間像の測定——振動乱流の場合——, 乱流シンポジウム講演論文集, 22, pp. 312-317.
- Baker, C. J. (1979): The laminar horse shoe vortex, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 95, Part 2, pp. 347-370.
- Sherman, C. A. (1978): A mass-consistent model for wind fields over complex terrain, Journal of Applied Meteorology, Vol. 17, pp. 312-319.