

非対称振動流場におけるシートフロー状流動層の乱流構造に関する研究

灘岡和夫*・二瓶泰雄**・中村則保***

1. はじめに

沿岸域の海底面近傍で生じるシートフロー状漂砂現象は、大量の砂移動を引き起こすことから、その流動メカニズムを把握することは沿岸環境を考える上で極めて重要である。このシートフローに関しては、これまで数多くの正弦振動流条件下での実験的研究から、半周期漂砂量や移動層厚、流速や粒子濃度の位相平均分布などに関して詳細に調べられている(例えば、香取ら, 1980; Dick & Sleath, 1992)。また、シートフロー層内での乱流構造特性についても、八木ら (1990) の大シールズ数条件下での実験により、シートフロー層内に大規模な 2 次元的渦列が加速域に発生するなど、固定床上の振動乱流境界層と顕著に異なる特徴が存在することが明らかにされている。しかしながら、これまでの研究の多くは正弦振動流場を対象として行われており、沿岸域における波動境界層で見られるような非対称振動流場でのシートフロー研究は Dibajnia・渡辺 (1991), Wilson ら (1995), Ribberink・Al-Salem (1995) など数例に限られている。特に、主流速波形の非対称性がシートフロー状流動層内の乱流構造に及ぼす影響に関してはほとんど解明されていない。

著者らは、このような観点に基づいて非対称振動流場でのシートフロー力学を確立するべく、まず、非対称波形を含めた任意波形を高精度に出力可能なピストン駆動式閉鎖型振動流装置を開発した(灘岡ら, 1997)。さらに、この振動流装置を用いて、幅広い条件下での固定床上の非対称振動乱流境界層に関する実験を行い、従来の対称振動乱流場での実験結果とは大きく異なる乱流構造特性を見いだした(灘岡ら, 1994, 1996, 以下前報とする)。しかしながら、これまでは非対称振動流場での固定床実験しか行っておらず、非対称性がシートフロー状現象の乱流特性に及ぼす影響に関しては検討していない。

そこで本研究では、上記の任意波形振動流装置を用い

て、非対称振動流場でのシートフロー状流動層に関する室内実験を行い、主流速波形の非対称性がシートフロー状現象の乱流構造特性に及ぼす影響に関して明らかにすることを試みた。

2. 実験方法の概要

(1) 実験装置及び条件

実験装置は、前報と同様に、周長約 20 m の閉鎖型任意波形振動流装置 ((株) テトラ製) を用いた。本装置の概要及び高精度出力波形制御法の概要に関しては、灘岡ら (1997) を参照されたい。本実験で用いる固体粒子は、観測部端部からの影響を考慮して小流速振幅でもシートフローを実現するために、比重 1.3, 平均径 0.6 mm の球形人工粒子 (三菱化学 (株) 製) とした。この粒子の沈降速度は 4.5 cm/s であり、直径 0.3 mm 程度の自然砂と同程度である。この粒子を長さ 5 m の観測部底面に厚さ 15 cm で一様に敷き詰め、そこに振動流を作用させることでシートフロー状流動層を再現している。

本実験で対象とした非対称振動流場の流速波形としては、前報と同様に、図-1 に示されるような、クノイド波で表される上下非対称波形を設定した。以下では、前報と同様に、主流速波形が正の時を正流速位相、負の時を負流速位相とする。具体的実験条件は、表-1 に示すとおりである。ここでは、正流速位相の流速振幅 U_c を同じ

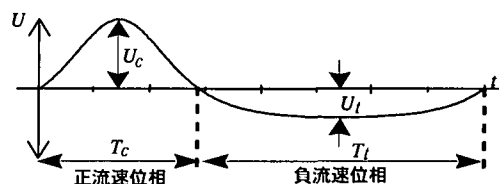


図-1 非対称波の流速波形と記号の定義

表-1 実験条件

case	T_c	T_l [s]	U_c	U_l [cm/s]
対称波	1.8	1.8	70	70
非対称波 A	1.8	3.2	70	30
非対称波 B	1.8	4.45	70	18

* 正会員 工 博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻

** 正会員 修(工) 東京工業大学助手 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻

*** 正会員 修(工) (株)大林組

にして、非対称性パラメータ $A_s (= U_c / (U_c + U_i))$ を 3 種類 (0.5 (対称波), 0.7 (非対称波 A), 0.8 (非対称波 B)) 変化させた実験条件を採用しており、この非対称性がシートフロー現象の乱流特性に及ぼす影響を検討し得る実験条件を設定している。なお、全ケースの正流速位相での最大シールズ数は同一の値を設定しており、シートフロー発生領域に相当する 2.0 となっている。

(2) 測定方法

本実験では、デジタルビデオカメラを使用して、粒子挙動からシートフロー層内の流動パターンを把握するとともに、画像解析処理を施して粒子濃度を算出することを試みた。ここでは、厚さ約 1 cm のストロボシートを観測部上部より照射し、鉛直二次元断面内の粒子運動を可視化した。粒子濃度の算出方法に関しては、酒井ら (1997) と同様な方法を適用した。具体的には、まず、ビデオ画像よりパソコンに取り込まれた BMP ファイルから、赤色に関してある閾値で 2 値化を行い、粒子の存在する画素を黒く表示する。次に、解析対象とする範囲及び濃度を算出するためのグリッドを設定する (本解析では、解析領域を約 21 cm 四方、グリッドサイズを均一の 3.5 mm とした)。最終的には、グリッド中の総画素数に対する黒色表示された画素数の割合 (以下、粒子相対濃度とする) を求めて、位相平均濃度などを算出する。

3. 実験結果

(1) 瞬間流動パターン

まず、各実験ケースの流動パターンを把握するために、各位相における典型的なビデオ画像の瞬間像を図-2, 3, 4 に示す。まず、図-2 に示されている正弦波のケースに着目すると、加速域初期の段階 ($t/T_c = 0, 1/5$) では、その前の半周期で巻き上げられた大量の粒子が浮遊しており、それらが位相ともに減少していることから、浮遊粒子の沈降運動が顕著になっている様子がうかがえる。その後、加速域後期 ($t/T_c = 2/5$) では、浮遊粒子の沈降過程よりも、シートフロー層上縁の揺動が顕著になっており、八木ら (1990) で観察されているような奥行き方向に軸を有する大規模 2 次元渦列が生成されているものと考えられる。減速域では、加速域後期に生成された揺動のサイズは大きくなり大規模渦のマーキング過程が起こっているが ($t/T_c = 3/5$)、最終的には、そのような大規模渦構造は破壊されて、大量の粒子が巻き上げられていることが分かる ($t/T_c = 4/5, 5/5$)。なお、ここでの巻き上げ過程は極めて複雑で、特にゼロダウncross 位相付近では、3 次元性が卓越した粒子運動パターンが観察されている。具体的には、壁面境界層などでよく見られる馬蹄形渦と類似した粒子塊が間欠的に存在し、それらが粒子の巻き上げプロセスと密接に関与していることが目

視により確認されている。

次に、図-3 に示されている非対称波 A のケースに関して見てみると、正流速位相のゼロアップクロス位相 ($t/T_c = 0$) では、正弦波のケースとは異なり、浮遊粒子はほとんど見られず、底面に小さな砂れんが形成されていることが分かる。その後、加速域初期や後期 ($t/T_c = 1/5, 2/5$) においては、この底面形状の不均一性に起因して、砂れん背後に剝離渦が形成され (同図中矢印)、その後シートフロー層の揺動が発生している様子がうかがえる。減速域において、この揺動が発達・崩壊過程を経て、大量の浮遊粒子を巻き上げる、という一連のプロセスは対称波の場合と類似しているが、大規模渦のサイズや粒子の巻き上げ量に関しては、対称波の方が非対称波 A のケースよりも大きくなっていることが分かる。また、負流速位相 ($t/T_c = 9/5$) では、正流速位相で巻き上げられた粒子の沈降過程が卓越しており、その結果として、上述したように、ゼロアップクロス位相には浮遊粒子がほとんど存在しないものと考えられる。

さらに、非対称性が相対的に大きい非対称波 B に関しては、概ね、非対称波 A と類似した挙動を示している。すなわち、加速域において底面形状の不均一性の存在とともに大規模渦構造が発生し (図-4(a))、それが減速域において発達・崩壊し (図-4(b))、そこで巻き上げられた浮遊粒子が負流速位相において沈降する、といったプロセスが非対称波 B においても見受けられる。しかしながら、ここでの粒子巻き上げ量や大規模渦構造のサイズは、正弦波や非対称波 A よりもやや小さくなっている。以上のことから、主流速波形の非対称性がシートフロー状流動層内の乱流構造に多大な影響を及ぼしていることが分かる。

(2) 粒子濃度分布の時空間特性

次に、シートフロー状流動層の流動特性をより詳細に把握するために、2. (2) で記述したビデオ画像解析から得られた位相平均された粒子相対濃度 σ の時間変化を図-5 に示す。図中には、対称波と非対称波 A の 2 ケースに関して、 $Y > 0$ である 4 つの高さにおける相対濃度の位相分布を示している (Y : 静止時砂面からの高さ)。まず全体的な濃度の増減パターンに着目すると、対称波の場合には、どの高さにおいても明確な極小値や極大値が現れるのに対して、非対称波 A の場合には、どの高さにおいても明確な極小値は見られず、極大値のみ出現しており、前の半周期から浮遊粒子量の履歴効果の違いが顕著に現れているものと考えられる。また、粒子相対濃度の大きさを比較すると、 $Y = 2$ mm の減速域の部分を除けば、すべての高さ、位相において、対称波の方が大きい濃度値を有しており、対称波の方が底面より巻き上げられた粒子がより上方へ到達している様子がうかがえ

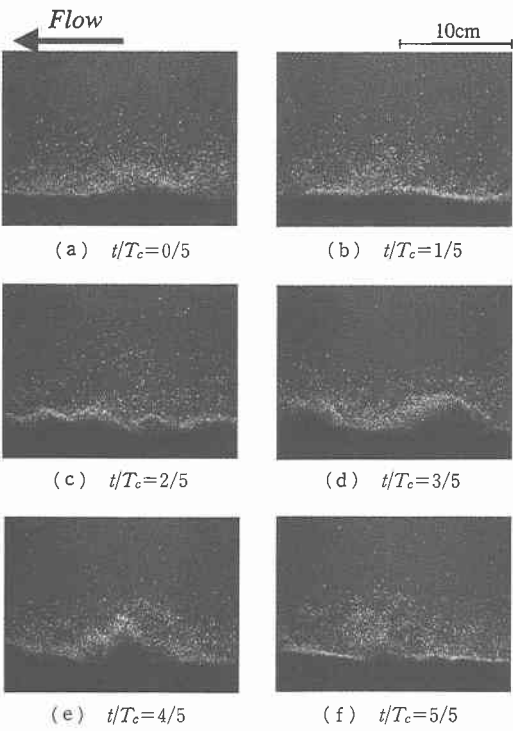


図-2 瞬間流動パターン (対称波)

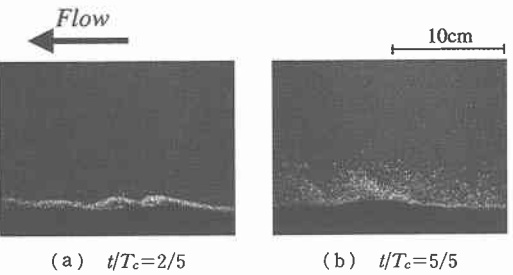


図-4 瞬間流動パターン (被対称波 B)

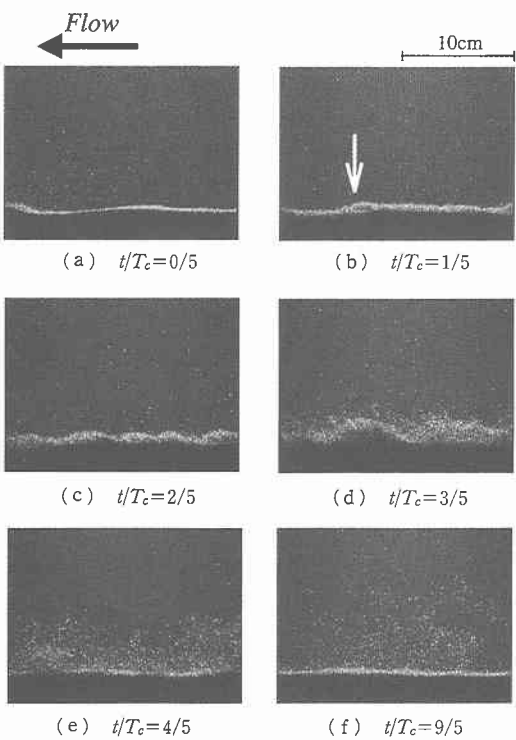
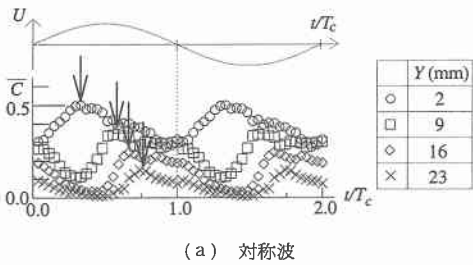
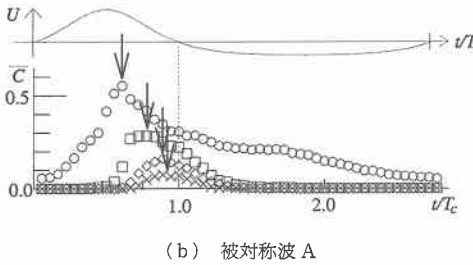


図-3 瞬間流動パターン (被対称波 A)



(a) 対称波



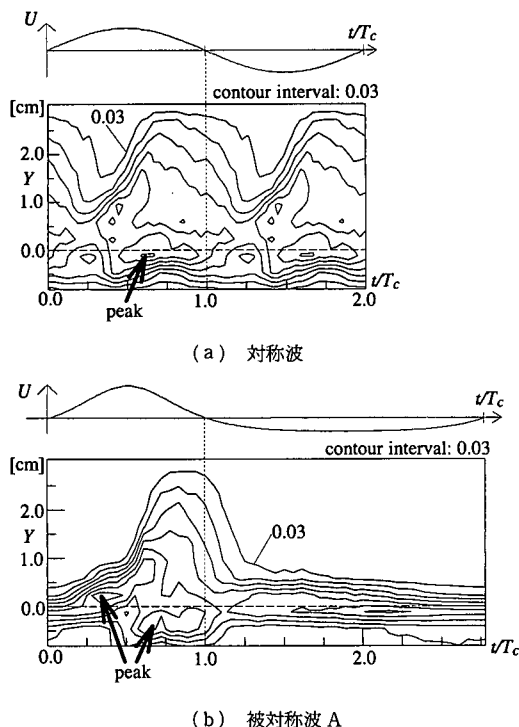
(b) 被対称波 A

図-5 位相平均粒子濃度分布

る。さらに、図中の矢印で示されているピーク位相の鉛直方向変化に着目すると、両ケースともに底層付近から巻き上げられた粒子が上方に拡散されることに対応して、高さともにピーク位相の遅れが生じている様子が見られるものの、ピーク位相はどの高さにおいても対称波の方が早くなくなっていることが分かる。このように、粒子相対濃度の大きさやその増減パターンは、非対称性に伴う履歴効果の現れ方の違いなどを介して大きく異なっているものと考えられる。

また、粒子相対濃度を用いてシートフロー状流動層の乱流構造特性を検討するために、対称波と非対称波 A における相対濃度の変動強度に関する時空間コンターを図-6 に示す。これを見ると、まず、対称波の場合には、減速域初期の底面近傍に変動強度のピークが存在してい

ることが分かる。これは、3.(1)で述べたように、加速域後期から減速域初期における大規模渦構造の発生・発達過程と対応するものと考えられる。それに対して、非対称波 A の場合には、対称波と同様な減速域底面近傍のみならず、正流速位相加速域にもピークが存在している。

図-6 相対濃度変動 c' の時空間コンター

この加速域におけるピークは、底面形状の不均一性に起因しているものと考えられる。さらに、非対称性が相対的に大きい非対称波 B の場合には、ここでは図示しないものの、ピークは加速域においてのみ現れている。このような変動濃度の分布特性の変化は、非対称性の増加とともに加速域後期や減速域初期に形成される大規模渦の発達が抑制されていることを示唆している。

4. 非対称性がシートフロー現象に及ぼす影響に関する考察

(1) 粒子濃度の収支構造

3.(2)で記述したような平均粒子濃度分布の違いに関して考察を行うために、粒子濃度の収支構造を検討することを試みる。ここでの収支構造の取り扱いに際しては、以下のような粒子沈降と拡散過程を含んだ鉛直一次元の粒子濃度に関する保存式を基礎式とする。

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} - w_p \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(k_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} \right) \quad (1)$$

ここで、 y は鉛直方向、 w_p は沈降速度、 k_y は拡散係数である。上式を高さ y_1 から y_2 まで鉛直方向に積分すると、以下のような式が導出される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{y_1}^{y_2} c dy = -(w_p \bar{c})_{y_1} - \left(k_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} \right)_{y_1} \quad (2)$$

ここでは、 y_1 と y_2 は固定された高さとし、 y_2 に関しては

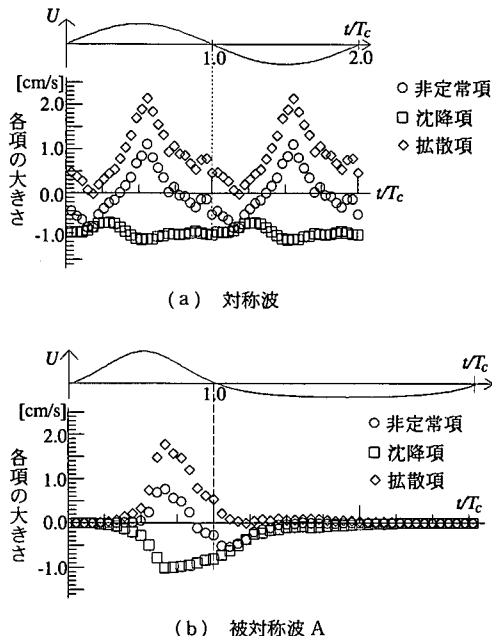


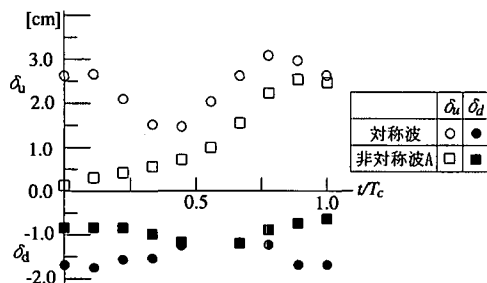
図-7 粒子濃度の収支構造

濃度が 0 となるくらい十分上方の位置とする。式 (2) の左辺は、積分領域内における粒子総数の時間変化項(以下、非定常項とする)であり、右辺は、高さ y_1 における沈降項と拡散(巻き上げ)項となっており、この両者のバランスにより領域内粒子数が変化することとなる。この上式中の各項の見積りに際しては、非定常項については、画像解析より得られた濃度値より算出し、沈降項については、以下のような単一粒子沈降速度 w_{p0} と粒子濃度の関数となる沈降速度の経験式を用いて評価する。

$$w_p = w_{p0}(1 - c/c_{\max})^n \quad (3)$$

ここでは、 $c_{\max} = 1.0$ 、 $n = 1$ とする。また、拡散項に関しては、非定常項と沈降項の残差により算出して粒子濃度の収支に関して検討を行った。

図-7 は、 $y_1 = 7 \text{ mm}$ 、 $y_2 = 167 \text{ mm}$ とした時の粒子濃度の収支構造に関する対称波と非対称波 A の結果を示している。これを見ると、対称波では、加速域初期と減速域後期に沈降項が、加速域後期及び減速域初期に拡散項が卓越している。それに対して、非対称波 A の場合には、加速域では沈降・拡散項ともにほぼ 0 であり、減速域初期に拡散項が、後期に沈降項がそれぞれ顕著になっており、両ケースの沈降・拡散過程は大きく異なっていることが分かる。このような粒子濃度の収支構造の違いが、3.(2)で記述した粒子濃度分布の変化を引き起こしているものと考えられる。特に、対称波における拡散項の最大値が非対称波 A よりも大きいということは、粒子濃度値の違いを引き起こしていることのみならず、粒子拡散を引き起こす大規模渦の発達程度が非対称性の違いによ

図-8 正流速位相での上・下側移動層厚さ δ_u, δ_d

り変化する, ということを示唆するものである。

(2) 大規模渦発達過程の抑制メカニズム

上述したように, 非対称波では, 対称波と比較して, 加速域後期や減速域初期における大規模渦の発達が抑制され, 粒子の巻き上げ量が小さくなっているが, これはどんなメカニズムにより起こるのだろうか? このことを明らかにするために, 対称波と非対称波 A における上側及び下側移動層厚さ δ_u, δ_d の位相分布を図-8 に示す。ここでの移動層厚さの定義として, 下側厚さは完全静止層と移動層の界面位置から静止時砂面までの高さを, 上側厚さは $\bar{c}=5\%$ となる静止砂面上の高さとした。これを見ると, 両ケースの分布形のみならず, 厚さ自体も大きく異なっていることが分かる。特に, 大規模渦が形成される加速域では, 対称波の方が非対称波 A よりも大きな上・下側移動層厚さになっていることが分かる。この移動層厚さの違いは, 浮遊粒子量の履歴効果が異なることと, 非対称性に伴う主流方向圧力勾配の変動パターンと大きさの違いが密接に関連しているものと考えられる。

この移動層厚さと大規模渦の発達過程の関係を説明するために, 移動層厚さの違いに伴う流速・濃度分布の変化に関する模式図を図-9 に示す。すなわち, 移動層厚さの違いに伴って, 減速される層厚が変わり, 最終的に流速の変曲点高さが変化することになり, 例えば移動層厚さが相対的に大きい場合には, 変曲点位置は相対的に高くなる。大規模渦発達に際して一種の“壁”として作用する高濃度粒子層より変曲点位置が相対的に離れているほど, 変曲点周辺の渦層の巻き上がりはより顕著になる(灘岡ら, 1994)。したがって, 移動層厚さが異なると, そこでの流速分布の変曲点高さが変化し, 最終的に, 大規模渦の発達のし易さに違いが生じることになる。以上のことから, 非対称性に伴う主流方向の圧力勾配や浮遊粒子量の履歴効果の変化により, 移動層厚さが変化し, 最終的に大規模渦の発達過程に違いが生じるものと考えられる。

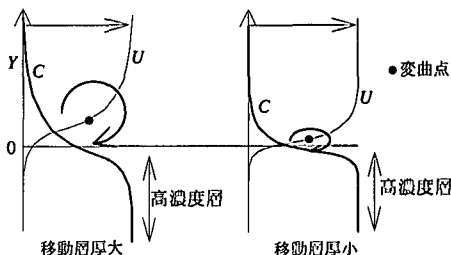


図-9 移動層厚さと大規模渦の発達過程の関係

5. おわりに

任意波形振動流装置を用いて非対称振動流場におけるシートフロー状流動層に関する実験を行うことを試みた。その結果, 主流の非対称性が, 瞬間流動パターンや粒子濃度の平均・変動分布やその収支構造に多大な影響を及ぼしていることが明らかとなった。特に, 非対称性の増加に伴って, 加速域後期や減速域初期における大規模渦の発達が抑制されて, 粒子濃度の巻き上げ量や粒子濃度分布が変化することが示された。この大規模渦発達過程の抑制メカニズムとしては, 非対称性に起因する主流方向の圧力勾配や浮遊粒子量の履歴効果の変化によって, 移動層厚さの違いが生じるためであると考えられる。

参考文献

- 香取完和・渡辺 晃・堀川清司 (1980): シート・フロー状態の底質移動に関する研究, 第 27 回海岸工学講演会論文集, pp. 202-206.
- 酒井哲郎・後藤仁志・松原隆之 (1997): 振動流・水圧変動共存場における砂面上の浮遊過程, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp. 491-495.
- 灘岡和夫・八木 宏・二瓶泰雄・野本康介 (1994): 非対称振動流の乱流構造特性について, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 141-145.
- 灘岡和夫・二瓶泰雄・八木 宏・野本康介 (1996): 非対称振動流の乱流構造特性—特にレイノルズ数依存性について—, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp. 441-445.
- 灘岡和夫・八木 宏・二瓶泰雄・野本康介・小山裕文 (1997): ピストン駆動式振動流装置における高精度出力波形制御法の開発, 土木学会論文集, No. 558/II-38, pp. 153-157.
- 八木 宏・灘岡和夫・大前晋一 (1990): シートフロー状砂移動の力学特性に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 254-258.
- Dibajnia, M.・渡辺 晃 (1991): 非対称振動流によるシートフローの発生と漂砂量, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 236-240.
- Dick, J. E. and Sleath, J. F. A. (1992): Sediment transport in oscillatory sheet flow, J. Geophys. Res., Vol. 97, No. C 4, pp. 5745-5758.
- Ribberink, J. S. and Al-Asalem, A. A. (1995): Sheet flow and suspension of sand in oscillatory boundary layers, Coastal Eng., Vol. 25, pp. 205-225.
- Wilson, K. C., Andersen, J. S. and Shaw, J. K. (1995): Effects of wave asymmetry on sheet flow, Coastal Eng., Vol. 25, pp. 191-204.