

非対称振動流の乱流構造特性について

灘岡和夫*・八木 宏**・二瓶泰雄***・野本康介****

1. はじめに

振動流現象は自然界や人工管路系などでよくみられる工学的に重要な流れ場であることから、これまで Hino ら (1983), 林ら (1982) など、数多くの実験的研究が行われている。しかしながら、そのほとんどは対称振動流に関するものであり、実際には、沿岸域における波動境界層など、多くの振動流場は何らかの非対称性を有している。沿岸域での漂砂の研究においては、非対称性が net の漂砂量に大きな影響を与えることから、流速場の非対称性に着目した実験が行われているものの、流れの乱流構造そのものに与える非対称性の効果に関しては議論されていない。漂砂問題に限らず、振動流研究の多くは、対称振動流に関する既往の知見をそのまま準用しており、その妥当性については不明である。

そこで本研究では、最近導入した任意波形振動流装置を用いて空気の非対称振動流の室内実験を行い、対称振動流と比較する形で非対称振動流の乱流構造の特性を明らかにすることを試みた。

2. 実験の方法・条件

実験は図-1 に示すような周長約 20 m の閉鎖管路型の任意波形振動流装置 (日本テトラポッド (株) 製) を用いて行った。この装置はピストンの移動量をパソコン制御することで、周期 1~10 s, 最大流速 250 cm/s の任意の流速波形を発生させることができる。観測部は長さが 5 m, 高さ 30 cm, 幅 25 cm の矩形断面である。

今回研究対象とした非対称振動流の流速波形については、クノイド波に対応する上下非対称波形を、岩垣ら (1979) によるハイボリック近似を用いて設定した。実験条件は表-1 に示す通りであり、非対称性の程度を表す無次元パラメータ $a_s = U_a / (U_a + U_b)$ (Dibajnia・渡辺, 1991) を 0.7 としたケース (以下、これを非対称波と呼ぶ) と、比較のためにこの非対称波の正負のそれぞれ

の部分と同じ周期と振幅をもつ正弦波 2 ケース (以下、対称波 A, B と呼ぶ) の計 3 ケースである (図-2)。対称振動流については、既往の研究によって $Re > 550$ で乱流となることが知られているが、この基準からすると対称波 A は乱流状態、対称波 B は層流状態に対応する。流速の測定には LDV (TSI 社製) を用い、この出力デ

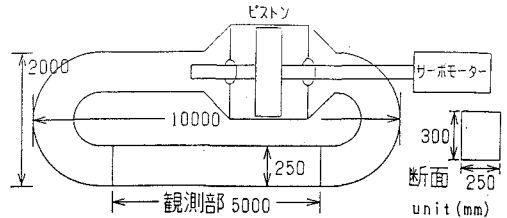


図-1 実験装置

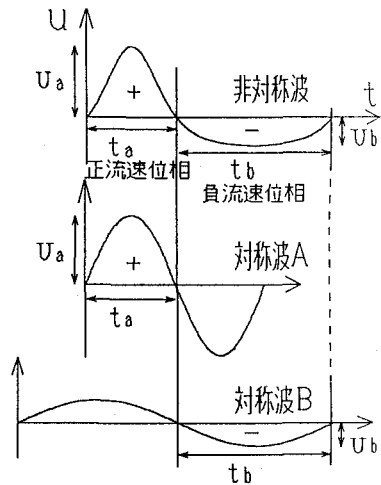


図-2 記号の定義

表-1 実験条件

	U (cm/s)	T (s)	Re
A	250	1.8	850
B	105	3.2	480

* 正会員 工 博 東京工業大学教授 情報理工学研究所 情報環境学専攻
 ** 正会員 博(工) 東京工業大学講師 工学部土木工学科
 *** 正会員 工 修 東京工業大学助手 工学部土木工学科
 **** 学生会員 東京工業大学大学院

ータをサンプリング周波数 100 Hz で、60 周期分を採取した。また、流れ場全体の瞬間像を捉えるために、スモークワイヤー法による可視化写真の撮影を行った。具体的には、写真機と発煙装置をコンピューター制御により任意の位相で同時に作動可能なようにし、カメラのシャッターが 1/8 s 開いている間にストロボを 1/100 s の間隔で光らせ、白煙の筋の変形を撮影するタイムライン法を用いた。

3. 実験結果

(1) 水平方向流速の生波形

図-3 は、底面上 0.3 cm の高さで LDV により測定された流速生波形を各ケースについて示したものである。これを見ると、対称波 A では、減速域での強い高周波乱れの発生 (図中①) というよく知られた特徴が現れている。これに対して非対称波では、前半の正流速位相において、やはり減速域で乱れの生成 (図中①) が見られるものの対称波 A ほどの強度は認められない。それとは別に、ゼロダウングロス位相付近で対称波 A には見られない顕著な乱れが現れていることがわかる。さらに、負流速位相について見ると、それに対応する対称波 B が層流的 (図中③) であるのに対し、非対称波では全体的に乱れた波形となっている (図中③)。

(2) 流れの平均像

a) 乱れ強度分布

流速生波形に現れた非対称振動流の特徴は、位相平均によって得られる流れの平均像においても認められる。図-4 に非対称波と対称波 A における無次元化された水平方向乱れ強度 u'_{rms} の時空間分布を示す ($u'_{rms} = u_{rms}/U_a$, u_{rms} : 乱れ強度)。図-4 の横軸は時間、縦軸は底面からの高さ Y を Stokes 厚さ $\delta (= \sqrt{((t_a + t_b) \cdot \nu / \pi)})$ で無次元化したものを示している。

これを見ると、対称波 A では正流速位相減速域の底面に近い位置に乱れ強度のピークが現れている。これに対して、非対称波では、ゼロダウングロス位相付近の底面から離れた位置にピークが現れている。

また、非対称波の負流速位相においては、それに対応した対称波 B では層流的であるのに対して、有意な大きさの乱れ強度が生じていることがわかる。

b) 平均流速分布

無次元化した水平方向平均流速 U の鉛直分布を図-5 に示す ($U = U/U_a$, U : 水平方向平均流速)。なお、非対称波と各々の対称波を比較しやすくするために、ここの位相は t_a, t_b を用いて表している。

まず正流速位相について対称波 A と非対称波を比較すると、その減速域で対称波 A の方が非対称波より境界層が上方まで及んだ流速分布を示していることが分か

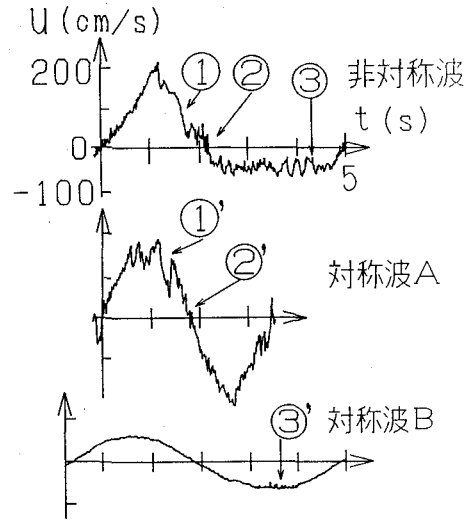


図-3 流速の生波形 (底面上 0.3 cm の高さ)

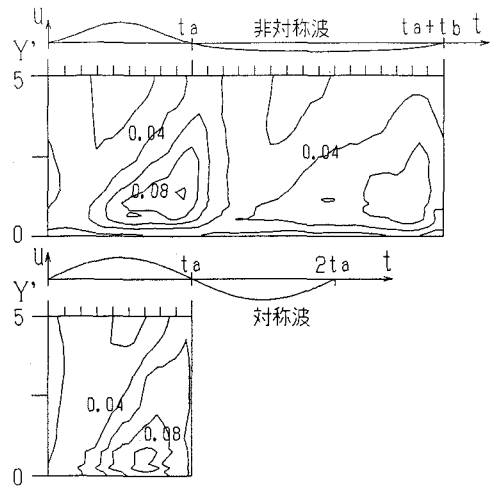


図-4 無次元乱れ強度の時空間分布

る。これは、図-4 に示したように乱れ強度が非対称波より対称波 A の方が相対的に大きいことから、乱流運動に伴う鉛直方向の運動量交換の違いが現れた結果と解釈できる。また、ゼロダウングロス位相付近では、振動流特有の先走りが見られ、その大きさは非対称波の方が対称波 A より顕著になっている。このような、流速の先走り現象の違いも、対称波 A と非対称波の減速域における乱れの構造の違いが原因となっていると考えられる。

(3) 流れの可視化

写真 1, 2 は、非対称波の鉛直断面内、水平断面内 (底面から 0.4 cm の高さ) の流れを可視化したものである。

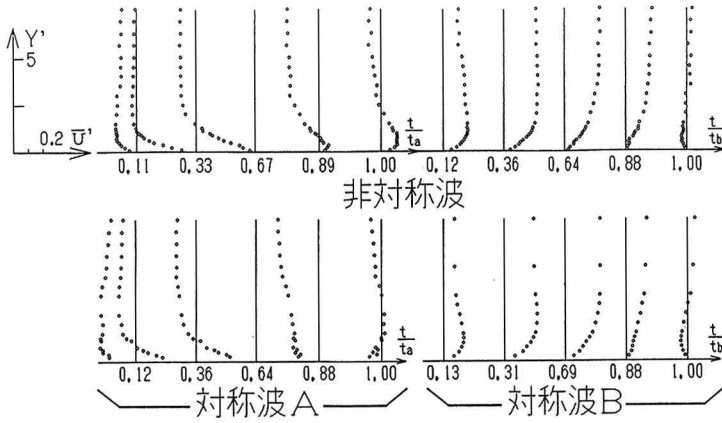


図-5 無次元平均流速の鉛直分布

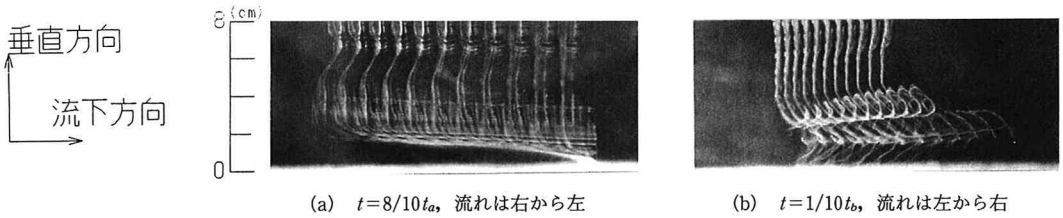


写真1 非対称波の鉛直断面内の可視化写真

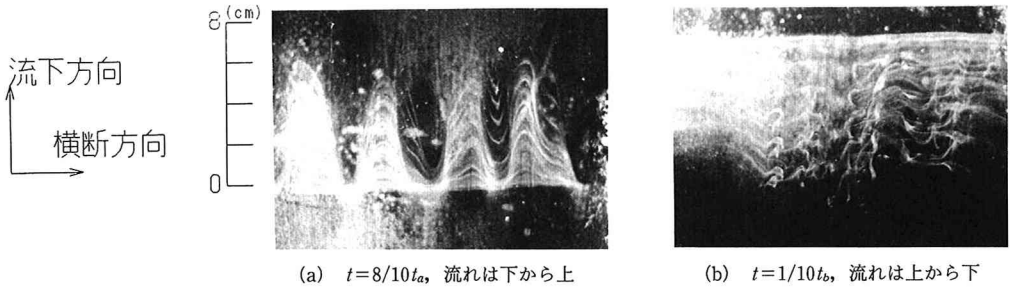


写真2 非対称波の水平断面内の可視化写真

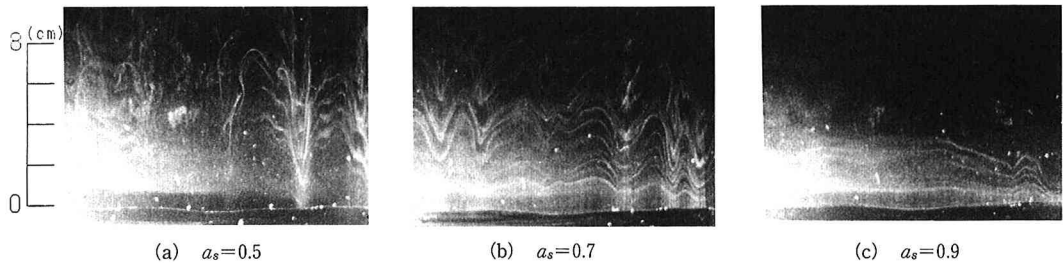


写真3 非対称性を変えた場合の水平断面内の可視化写真
($Y=0.4\text{ cm}$) $t=5/10t_b$, 流れは下から上

ここでは、流速の生波形において特徴があった①、②の位相(図-3参照)に着目し、乱流構造パターンを検討する。なお、ここでは紙面の都合上対称波 A, B についてはその可視化結果は示さないが、非対称波と同様な撮影を対称波についても行っている。

対称振動流の減速域後期については、一般的に高周波の乱れが卓越すると既往の研究(例えば Hino ら, 1983)に報告されており、本研究でも対称波 A ではこのような高周波の乱れが発達する様子が観察されている。それに対して非対称波では、そのような高周波乱れが正流速位相減速域後期においてあまり見られず(写真 1-a)、水平断面内ではストリーク構造が観察される(写真 2-a)。さらに、ゼロダウンスロス位相付近においては、底面からやや離れた高さで渦が巻き上がっており(写真 1-b)、その様子は対称波 A よりも顕著に現れる。また、それに対応した水平断面写真(写真 2-b)を見ると、横断方向にもタイムラインの変形が観察され、この渦が三次元的であることがわかる。

4. 考 察

3.で見られるように、非対称振動流の乱流特性は、対称振動流と異なるいくつかの特徴を有している。本節では、それらの中からゼロダウンスロス位相と正流速位相減速域での乱流特性について考察を行う。

(1) ゼロダウンスロス位相での乱れのピークの正体

a) 変曲点不安定メカニズム

図-4から分かるように、非対称波では、ゼロダウンスロス位相付近で乱れ強度のピークが現れており、このことは減速域にピークが現れる対称波とは大きく異なっている。そこで、ゼロダウンスロス位相での乱れのメカニズムを流速分布の不安定性の面から調べるために、無次元化された平均流速勾配(=∂U/∂Y)の時空間分布を図-6に示す。コンターの尾根線(図中の一点鎖線)が変曲点の位置に対応している。これを見ると、正流速位相減速域からゼロダウンスロス位相まで変曲点が現れており、その位置は位相とともに高くなっていることが分かる。非対称波のゼロダウンスロス位相での、変曲点の位置と乱れ強度のピーク位置を比べるとほぼ一致していることから、ここでの乱れは変曲点不安定による可能性が高い。

しかしながら、上述したように平均流速分布の変曲点はゼロダウンスロス位相だけではなく、減速域初期の位相付近から既に現れている。このことから、なぜ変曲点不安定による乱れがゼロダウンスロス位相付近に現れるのかを知る必要がある。ここで、減速域からゼロダウンスロス位相にかけて変曲点の高さが変化していることに着目すれば、このような変曲点と底面との相対位置関係、

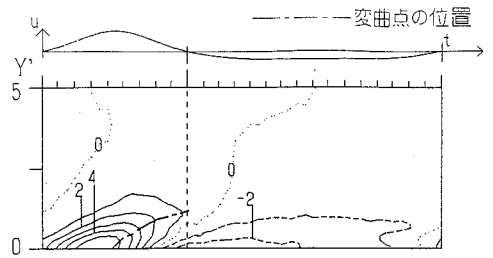


図-6 無次元平均流速勾配の時空間分布

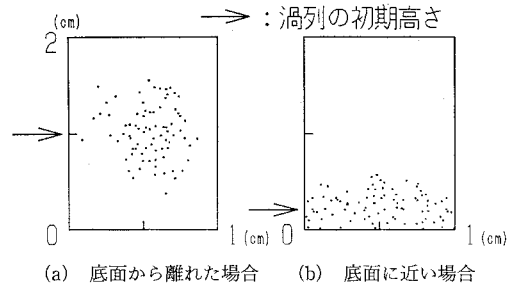


図-7 離散渦法の計算結果

すなわち変曲点付近に底面が存在する効果が減速域における乱れの構造に大きな影響を与えていることが考えられる。以下に、その効果(以下、底面拘束効果と呼ぶ)を検討する。

b) 離散渦法を用いた底面拘束効果に関する検討

ここでは、底面の拘束効果が、変曲点不安定による乱れの発達にどのような影響を与えるかを離散渦法を用いて検討した。ここでは、底面の効果を鏡像条件として取り込み、底面からの距離の違う渦列の変形を数値計算によって調べた。計算は、渦列の初期高さを変えた2ケースについて行い、その他の諸量(渦糸の循環の強さ、個数、計算領域、時間刻み幅)に関しては同一とした。

その計算結果を図-7に示す。渦糸の位置を点で示している。渦列の初期位置が底面から離れている(a)では渦列は不安定であり、渦糸同士が集まって大きな渦塊に発達する過程を示すのに対して、底面に近い渦列(b)では明確な渦塊は発達しないことがわかる。このことから、底面からの距離の違いに伴う拘束効果の相違が、変曲点不安定による乱れの発達に大きな影響を与えていることが明らかになった。

(2) 正流速位相減速域における乱れの性質について

前述のように対称波においては、減速域に高周波乱れが発生することが一般的に知られているが、それに対して、非対称波の正流速位相減速域では、この種の乱れは対称波と比べてそれほど顕著に現れていないことが今回の研究で明らかとなった(図-3①や写真 1-a)。正弦振

動流の実験を行った Meng (1992) によれば、減速域での乱れの発生メカニズムは、流速分布の不安定性が原因であると考察しているが、図-6 から分かるように、非対称波においても流速分布に変曲点は存在している。また図示していないが、この変曲点の高さの時間的変化は、対称波と非対称波の間に顕著な差は見られず、4.(1) の考察のみでは非対称波における減速域での高周波乱れが起こらない原因について説明することはできない。したがって、減速域での乱れは、流速分布の不安定性以外にも何らかの発生メカニズムを持つものと考えられる。減速域での乱れの素過程について考えてみると、減速域での乱れの大部分は3次元構造によって支配されていることから(孟, 1988), 流れの何らかの3次元性が減速域での乱れと関連性を持っているという可能性が高い。

具体的にはここでは、振動流場の3次元性を支配する一つの要因として考えられる正流速位相加速域で形成されるストリーク構造に着目し、そのストリークが減速域での乱れとどのような関係にあるのかを調べた。写真3は、正流速最大流速位相 ($t=1/2t_0$) におけるストリークの挙動を表す水平断面内の可視化写真であり、非対称性の強さを表すパラメータ a_s を 0.5, 0.7, 0.9 の3ケースの場合について示している(なお、ここでは、正流速位相の U_a, t_a に関しては統一し、負流速位相の U_b, t_b を変化させて a_s を変化させており、 $a_s=0.5$ の場合は対称波 A と、0.7 の場合は今まで述べてきた非対称波の実験条件とそれぞれ対応している)。写真3を見てみると、 $a_s=0.5$ の場合において最もストリークが発達しており、非対称性が大きくなるほどストリークが発達程度が小さくなっていることが分かる。一方、減速域での乱れは、非対称性が大きいほど相対的に小さくなることから、加速域で発生するストリーク構造の発達の違いが、減速域での乱流特性に密接に関連していることがうかがえる。

5. 結 論

任意波形振動流装置を用いて、非対称振動流を対象とした実験を行った。その結果、今回実験を行った条件下の非対称振動流では、対称振動流には見られない以下の

ようなさまざまな乱流構造の特徴が現れることが分かった。

(1) ゼロダウンクロス位相の、底面からやや離れた位置に乱れ強度のピークが存在することが見いだされた。その原因として、対称波と比較して顕著な先走り現象に伴って流速分布に変曲点が存在すること、また変曲点の高さが底面から十分離れていることが強く関係していることが示された。

(2) 正流速位相減速域において、対称波で通常見られるような高周波乱れはそれほど顕著に現れなかった。またその原因として、加速域でのストリークが発達度が密接に関連していることが分かった。

以上のように、振動流中の乱流特性は、一周全体の流れに依存して発生・発達・消散のプロセスをたどっているため、何らかの非対称性が存在すれば乱流構造そのものが対称振動流から大きく変化する可能性を有している。今後は、今回の実験で行ったクノイド波のような上下の非対称波形のみならず、前後の非対称波形すなわち加速域と減速域で互いに異なる非対称な振動流波形などについても実験を行い、振動流に対して非対称性が及ぼす効果についてより詳細に検討する必要がある。

参 考 文 献

- 岩垣雄一・塩田啓介 (1979): ハイパボリック波の表現式の再検討, 第26回海講論文集, pp. 31-35.
- Dibajnia, Mohammad・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.
- 林 泰造・大橋正和・武安真也 (1982): 往復乱流境界層における大規模渦構造について, 第26回水理講演会論文集, pp. 483-488.
- 孟 岩・日野幹雄・福西 祐 (1988): 交番振動流の3次元構造の実験的研究, 第32回水理講演会論文集, pp. 601-605.
- Hino, M, M. Kashiwayanagi, A. Nakayama and T. Hara (1983): Experiments on the turbulence statistics and the structure of a reciprocating oscillatory flow, J. Fluid Mech., Vol. 131, pp. 363-400.
- Meng, Y. (1992): A fundamental study on the 3-D coherent structures in reciprocating oscillatory turbulent flows, Doctoral thesis, Department of Civil Engineering, Tokyo Institute of Technology, pp. 108-138.