

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——

灘岡和夫*・二瓶泰雄**・八木 宏***・野本康介****

1. はじめに

沿岸域におけるシートフローなどの漂砂現象のみならず、自然界や工業分野において数多く見られる振動流現象は、その工学的な重要性から古くより研究が行われている。このような振動流場に関する研究の多くは、対称波のもとで行われている（例えば、香取ら，1980；Hinoら，1983；沢本・山下，1985；孟ら，1988）。しかしながら、沿岸域における波動境界層で見られるように、実際には基本場が何らかの非対称性を有している場合が多い。このような非対称性の存在は、境界層の構造を変化させ、ひいては砂移動等の輸送現象にも大きく関わってくる可能性があることから、この非対称性が振動流場の流動特性、特に基本的な乱流構造特性そのものに対して、具体的にどのような影響を及ぼすかを明らかにしていくことは極めて重要である。

このような観点から、灘岡ら（1994，以下、前報と呼ぶ）は、最近導入された任意波形振動流装置を用いて、固定床における空気流の非対称振動流に関する室内実験を行い、従来の対称振動流とは大きく異なる乱流構造特性を見いだしている。具体的には、従来の対称振動流場では、減速域の底面近傍において爆発的な乱れが発生することが知られているのに対して（例えばHinoら，1983）、非対称振動流場ではゼロダウクロス位相付近で、しかも底面からやや離れた位置に顕著な乱れが発生することを明らかにしている。しかしながら、前報では、実験装置の都合上、空気流の実験しか行えなかったことから、実験条件がおのずと限定されていた。したがって、今後、非対称振動流の乱流構造特性に関する知見を深めるためには、様々な条件下において非対称振動流の実験を行う必要がある。

そこで本研究では、最近、灘岡ら（1996）が開発した水流にも適用可能な高精度出力波形制御法に基づく任意

波形振動流装置を用いて、レイノルズ数を変化させて非対称振動流の実験を行い、非対称振動流の乱流構造特性を解明することを試みた。

2. 実験方法及び条件

実験装置は、図-1に示すような周長約20mの閉鎖管路型の任意波形振動流装置（（株）テトラ製）であり、ここではサーボモーターによりピストンを駆動させることで管路内に振動流を発生させている。その際に、ピストン位置をパソコン制御することで、周期1～10秒、最大流速約250cm/sの任意波形の振動流場を実現可能にしている。なお、出力流速波形制御法の詳細に関しては、灘岡ら（1996）を参照されたい。観測部は長さが5mで、30cm×25cmの矩形断面であり、底面はアルミ板、側面と上面はガラス板である。

実験対象とした非対称振動流の流速波形については、前報と同様に、クノイド波に対応する上下非対称波形を、岩垣ら（1979）により提案されているハイパボリック近似を用いて設定した。波形に関する諸量の定義は、図-2に示すとおりであり、本論文では、主流速が正の時を正流速位相、負の時を負流速位相とする。実験条件は、表-1に示すようにレイノルズ数 $Re_s (= U\delta/\nu)$ 、 U ：主流速振幅、 δ ：ストークス厚さ、 ν ：動粘性係数）の異なる2ケースの非対称波と、比較のために、非対称波Bの正流速位相の流速振幅と周期が同じになるような対称波、の計3ケースを設定している。既存の対称振動流の研究から、 $Re_s > 550$ では乱流状態となることが知られているが、各流速位相において周期と流速振幅からレイノルズ数を算出したところ、相対的に低レイノルズ数の非対称波Aでは、正流速位相で乱流条件、負流速位相で層流条件に、相対的に高レイノルズ数の非対称波Bでは、正・負流速位相とも乱流条件に対応している。また、非対称性の程度を表す次元パラメータ A_s はDibajnia・渡辺（1991）と同様に、正側と負側の流速振幅 U_c 、 U_t を用いて、以下のよう

$$A_s = \frac{U_c}{U_c + U_t} \dots\dots\dots (1)$$

なお、本研究では、 $A_s = 0.8$ と設定している。

* 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 博(工) 東京工業大学講師 工学部土木工学科

**** 正会員 修(工) 前田建設工業(株)

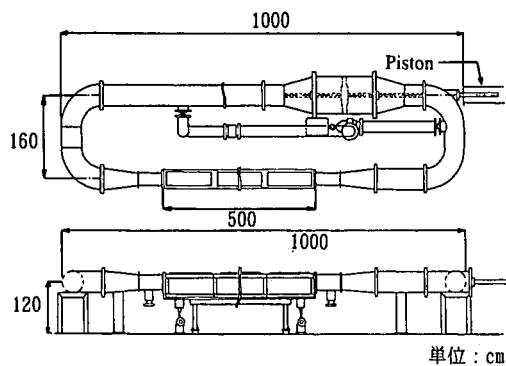


図-1 実験装置の概要

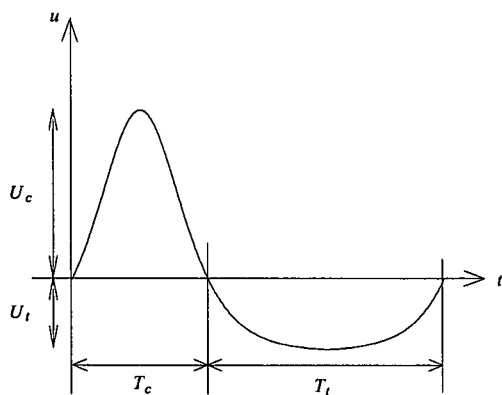


図-2 非対称波の流速波形と記号の定義

表-1 実験条件

	U_c (cm/s)	U_t (cm/s)	T_c (s)	T_t (s)	レイノルズ数	
					正側	負側
非対称波 A	80	20	1.8	4.45	850	340
非対称波 B	170	43	1.8	4.45	1820	720
対称波	170		1.8		1820	

水流の流速測定は、流下・鉛直方向2成分について、LDV (TSI 社製) を用いて行われ、測定点は側壁や管路曲がり部などの影響のないように観測部中央の底面付近とした。また、流れ場の乱れ特性を十分把握でき、かつ、流れ場の平均像を適切に算出し得るように、周波数 100 Hz, 60 周期分の出力データを各測定点ごとに取得した。

3. 実験結果

(1) 水平方向流速の生波形

図-3 は、底面からの無次元高さ $y' (= y/\delta, y$: 底面からの高さ, δ : ストークス厚さ $(= \sqrt{2\nu T_c/\pi})$ が 1.2 での水平方向流速の生波形に関する一例を各実験ケースにつ

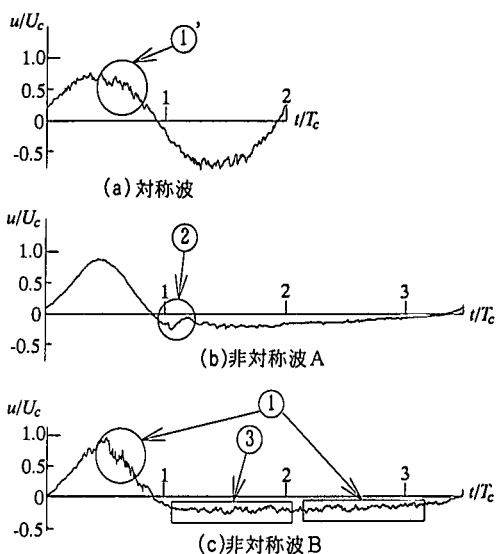


図-3 水平方向流速の生波形

いて示したものである。図中の縦軸は水平方向流速を正流速位相の流速振幅 U_c で無次元化したもの、横軸は時間を周期 T_c で無次元化したものである。これらを見ると、対称波では、上述したように、加速域よりも減速域の方で強く高周波の乱れが発生している(図中①'), というよく知られた特徴が現れていることが分かる。

これに対して、相対的に低レイノルズ数の非対称波 A では、正流速位相の減速域において乱れは見られるものの、その大きさは対称波と比べて小さくなっていることが分かる。それとは別に、ゼロダウクロス位相付近で対称波には見られない顕著な乱れが現れていることが分かる(②)。さらに負流速位相では、上述したように層流条件に対応しているのにもかかわらず、全体的に乱れた波形となっている。これらの結果は、レイノルズ数がほぼ同じである前報の実験結果と定性的に一致している。

また、相対的に高レイノルズ数の非対称波 B の場合には、正・負流速位相において、減速域での強い乱れが発生する(①), という対称波と類似した結果が得られていることがわかる。しかしながら、負流速位相の加速域においても、その初期位相から減速域と同レベルの乱れが形成されており(③), 対称波と著しく異なる乱流特性を示していることがわかる。

(2) 乱れ強度の時空間分布

次に、流速生波形から得られた乱れの特徴についてより詳細に検討するために、位相平均された水平方向無次元乱れ強度 $(= u'_{rms}/U_c, u'_{rms}$: 水平方向乱れ強度)の時空間分布を図-4 に示す。図中の縦軸は無次元高さ y' であり、横軸は、各図の上部に示されている流速波形に対応した位相を表している。これらを見ると、対称波の場合

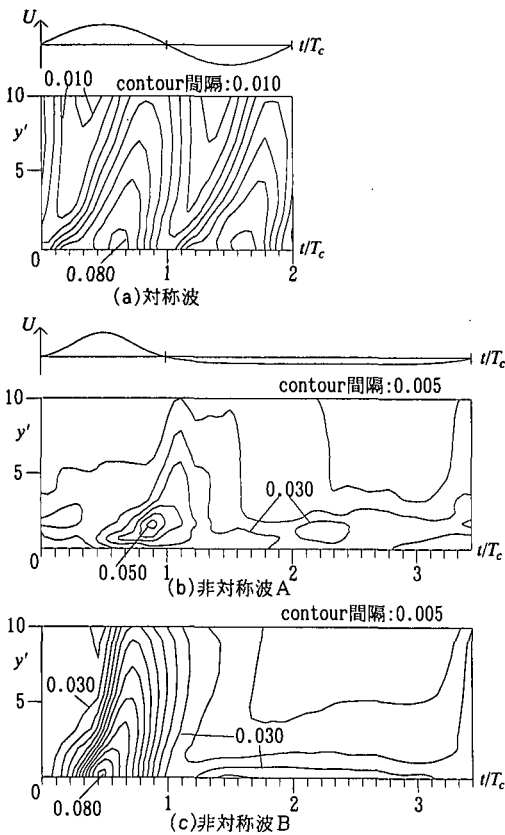


図-4 水平方向流速の乱れ強度の時空間分布

には、乱れ強度は加速域初期より徐々に増加し、減速域での底面近傍にピークが存在していることが分かる。このようなことは、乱れが加速域から発生・発達し、減速域において上方に著しく拡散するとともに最終的に減衰している、という従来からよく知られている対称振動流における一連の乱れの生成・発達・減衰過程を示している。

それに対して、非対称波Aでは、正流速位相の減速域後期からゼロダウンクロス位相付近にかけて、底面から少し離れた位置で乱れ強度のピークが存在していることが分かる。ここでは、紙面の都合上図示しないが、この乱れ強度と水平方向平均流速の鉛直分布を比較すると、上述したゼロダウンクロス位相付近における乱れ強度のピーク位置は平均流速分布の変曲点高さとも一致しており、前報でも指摘したように、ここでの乱れの発生メカニズムが変曲点不安定と密接に関与していることが確認された。

また、非対称波Bにおいては、正流速位相では、対称波と同様に、乱れ強度が加速域より増加し、減速域初期の底面近傍にピークが存在しているのに対して、負流速位相では、加速域と減速域での乱れ強度を比較すると、

その大きさがほぼ同程度になっていることが分かる。このことから、負流速位相では、対称波や低レイノルズ数条件の非対称波とは大きく異なる乱れの生成・発達過程を呈していることがうかがえる。

4. 高レイノルズ数条件における乱れのメカニズムに関する考察

3. で示したように、非対称振動流の乱流構造特性は、対称波と著しく異なるばかりでなく、レイノルズ数によっても大きく変化していることが明らかになった。相対的に低レイノルズ数の非対称波Aにおける乱流特性は、上述したように、変曲点不安定と大きく関係しており、そのメカニズムに関する検討は、前報において詳細に行っている。したがって、ここでは、高レイノルズ数の非対称波Bで観察された負流速位相における乱れのメカニズムに関して、対称波との比較を通じて考察を行うことを試みる。

(1) 各種統計量と乱流特性の関係

a) 乱れエネルギー生成項

上述したような乱流特性の違いを考察するために、基本的な乱流統計量の一つである乱れエネルギー生成項の位相分布を図-5に示す。図中には、乱れエネルギー生成項の他に、その構成要素である水平方向流速の鉛直勾配 $\partial u / \partial y$ とレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ を、以下に示すような無次元の形で示している。

$$\left. \begin{aligned} P &= \left(-\overline{u'v'} \frac{\partial u}{\partial y} \right) / \left(\frac{U_c^3}{\delta} \right) \\ P_1 &= \frac{\partial u}{\partial y} / \left(\frac{U_c}{\delta} \right) \\ P_2 &= -\overline{u'v'} / U_c^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 P, P_1, P_2 は各々無次元化された乱れエネルギー生成項、流速鉛直勾配、レイノルズ応力とする。まず、無次元乱れエネルギー生成項 P に着目すると、そのピーク位相は、対称波においては加速域後期に、対称波Bにおいては加速域初期に存在していることが分かる（図中①、①'）。このようなことは、非対称波Bの方が、加速域のより早い位相から乱れが生成されていることと対応しているのので、上述したような対称波と非対称波Bとの乱れの位相特性の違いと一致していることが分かる。

さらに、このような乱れエネルギー生成項の位相特性をより詳細に検討するために、同図中に示されている無次元化された流速の鉛直勾配 P_1 とレイノルズ応力 P_2 の位相分布について着目する。両ケースとも、流速鉛直勾配の方がレイノルズ応力よりもピークに到達する位相が早い、その傾向は非対称波Bの方が顕著になっていることがわかる（図中②）。したがって、乱れエネルギー生成項が加速域初期にピークを持つことは、流速の鉛直勾

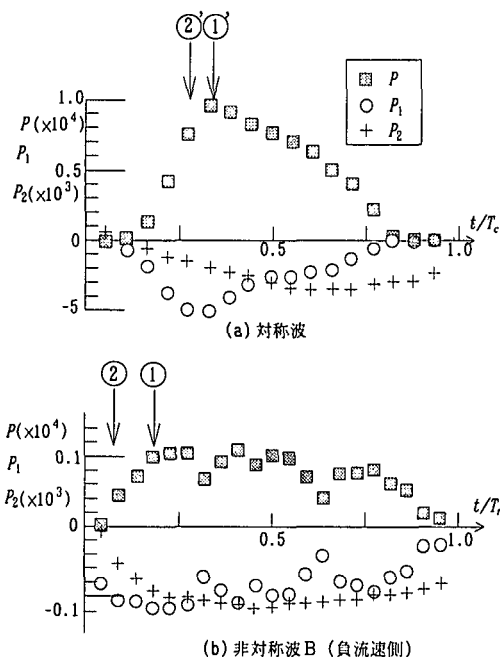


図-5 無次元乱れエネルギー生成項

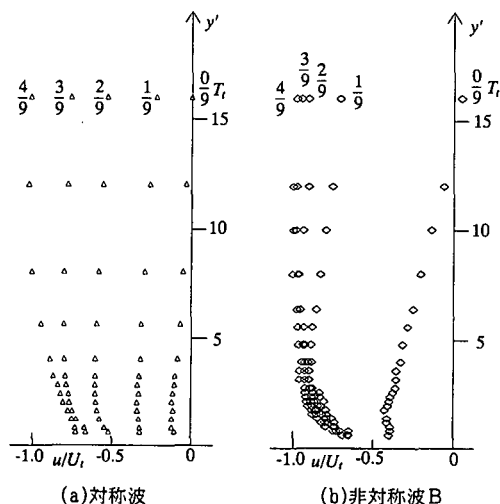


図-6 水平方向流速の鉛直分布 (負流速側)

配の寄与が顕著になっていることによるものと考えられる。

b) 水平流速の鉛直勾配

そこで、両ケースにおける加速域での水平方向流速の鉛直分布を図-6に示す。これを見ると、ゼロダウクロス位相付近 ($t=0/9T_c, 1/9T_c$) では、両ケースとも底面近傍の方が上方よりも流速が大きい、という振動流特有の先走り現象が見られるが、その度合いや底面近傍の鉛直勾配に関しては、非対称波Bの方が大きくなってい

ることが分かる。以上のことから、この先走り現象の違いが、加速域での流速の鉛直勾配に影響を及ぼして、最終的に乱流特性の違いを引き起こしているものと考えられる。

(2) 先走り現象に及ぼす非対称性の影響

a) 対称波と非対称波に関する層流理論解の比較

振動流特有の先走り現象が主流速波形の非対称性によりどのような影響を及ぼされるかを調べるために、非対称波のもとでの振動流境界層の層流理論解を求めることを試みる。その詳細はここでは省略するが、流速 $u(t, y)$ に関する理論解は、以下のような形で記述される(近藤, 1956)。

$$u(t, y) = U(t) - \int_0^t \frac{y}{2\sqrt{\pi\nu(t-\xi)^3}} \cdot \exp\left(-\frac{y^2}{4\nu(t-\xi)}\right) U(t) d\xi \dots\dots (3)$$

ここで、 $U(t)$: 主流の流速、 ν : 動粘性係数である。上式を数値積分することにより、任意の主流速波形 $U(t)$ に対する理論解を求めることが可能となる。そこで本研究で用いている非対称波下における層流境界層の理論解が

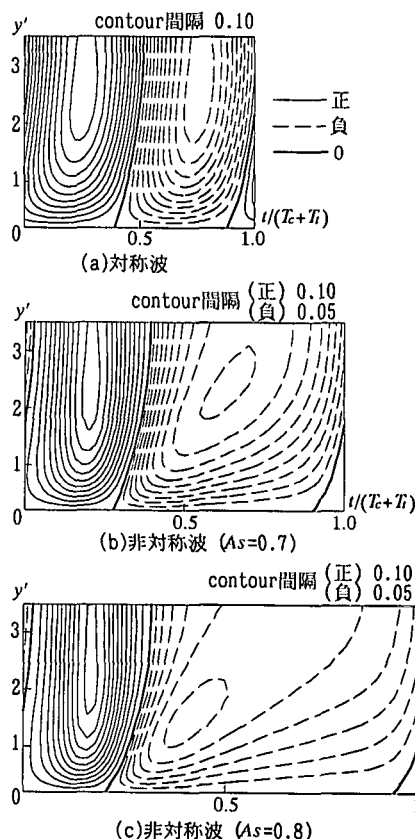


図-7 層流理論解における流速の時空間コンター

ら得られる流速の時空間コンターを図-7に示す。ここでは、非対称性が0.7と0.8の場合と対称波の計3ケースを対象にして、流速を正流速位相の流速振幅 U_c で無次元化したものに関して図示している。図中の負流速位相に関して着目して見てみると、対称波では流速のピーク位置が、当然のことながら、最大流速位相の底面から離れた位置に存在しているのに対して、非対称波においては、その位置が加速域の早い位相の、底面近傍よりに移動しており、この傾向は非対称性が増大すると共に顕著になっていることが分かる。このことから、先走り現象は非対称性が大きくなるとともに、顕著に現れてくるものと考えられる。

b) 非対称性と圧力勾配の関係

では、なぜこのように先走り現象の程度が非対称性の存在により異なるのだろうか？ そもそも先走り現象は、その直前の減速域で受ける圧力勾配を駆動力として生じている。この圧力勾配は、主流速波形の時間微分と一致することから、主流速波形が異なる対称波と非対称波では、流れ場での圧力勾配が異なっていることになり、その差は非対称性が増大すると大きくなる。以上のことから、対称波と非対称波では圧力勾配の時間変動波形の違いに伴い、先走り現象を含めた平均流場が変化し、最終的にそれらが乱流特性に多大な影響を及ぼしているものと考えられる。

5. 結 論

高精度出力波形制御法に基づく任意波形振動流装置を用いて、水流の非対称振動流の実験を行い、レイノルズ数の違いが乱流構造特性に及ぼす影響に関して検討した。その結果、

(1) 相対的に低レイノルズ数条件では、ゼロダウン

クロス位相付近に、底面からやや離れた位置で乱れ強度のピークが存在し、その発生メカニズムが変曲点不安定によるものであることが確認された。

(2) 相対的に高レイノルズ数条件では、対称波や低レイノルズ数条件の非対称波とは大きく異なり、負流速位相の加速域において特徴的な乱れが発生することが見いだされた。その根本的な原因としては、その直前の減速域で対称波と異なる圧力勾配が与えられることであり、その圧力勾配の違いに起因して先走り現象を含む平均流速分布や乱れ強度分布が変化することが明らかにされた。

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回海岸工学講演会論文集, pp. 31-35.
- 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.
- 近藤次郎 (1956): 演算子法, 培風館
- 沢本正樹・山下俊彦 (1985): 波による半周期漂砂量, 土木学会論文集, 第363号/II-4, pp. 195-204.
- 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・八木 宏・二瓶泰雄・野本康介・小山裕文 (1996): 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 (投稿中).
- 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.
- 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.
- Hino, M., Kashiwayanagi, M., Nakayama, A. and Hara, T. (1993): Experiments on the turbulence statistics and the structure of a reciprocating oscillatory flow, J. Fluid Mech., Vol. 131, pp. 363-400.