

クノイド波を模擬する非対称振動流発生装置 の提案とその基本特性の検討

田中 仁¹・山路弘人²・アーマド サナ³・首藤伸夫⁴

¹正会員 工博 東北大学教授 大学院工学研究科土木工学専攻(〒980-77 仙台市青葉区荒巻字青葉)

²正会員 東北大学教務職員 大学院工学研究科土木工学専攻(〒980-77 仙台市青葉区荒巻字青葉)

³正会員 工博 東北大学助手 大学院工学研究科土木工学専攻(〒980-77 仙台市青葉区荒巻字青葉)

⁴正会員 工博 東北大学教授 工学部災害制御研究センター(〒980-77 仙台市青葉区荒巻字青葉)

非線形波動による底面境界層を模擬する非対称振動流を発生させるための新しい手法を提案した。従来よく用いられているサーボモータによりピストンの運動を制御する手法に比べて、ここで提案した振動流発生装置はきわめて簡便かつ安価なものである。理論解析の結果、この手法による流速波形は広い範囲でクノイド波理論による厳密解に一致することが分かった。また、実際の装置の設計が簡単に行えるように、波浪特性が与えられた時に装置の諸元を決定するための式を導出した。さらに、ここに示した手法が、浅水域での前傾化した波動下の底面境界層実験にも用いることが出来ることを示し、装置の諸元を決定するための図を得た。実験により、今回提案した手法の有効性を確認した。

Key Words: oscillatory boundary layer, oscillating tunnel, asymmetric wave boundary layer, cnoidal wave motion

1. はじめに

海岸工学の分野では波動運動を便宜的に正弦振動流に置き換えて実験的検討を行うことがある。この様な置換が現象の本質に影響を与えない場合もあるが、netの砂移動現象について言えば、この様に簡素化された外力場では現象を再現することが出来ない。以上の様な背景から、最近Debajnia・渡辺¹⁾、瀧岡・八木ら²⁾、Ribberink and Al-Salem³⁾は非対称な管内振動流を対象に、底質移動現象や境界層の乱流特性に関する実験を行い、正弦振動流の下での現象とは異なる興味深い知見を報告している。

波動下における各種水理現象を実験的に検討する際にこのように波動水槽に代わって振動流装置を用いる理由は、一般に実験室規模の造波水路に形成される波動境界層厚さが数mm程度と非常に薄いため、詳細な測定が困難であることによる。振動流装置では周期の増加に伴い境界層厚が厚くなり、また現象もこれに応じて緩慢なものとなるため測定も行い易い。筆者らの知る限り、振動流装置を初めて採用したのはLundgren and Sorenson⁴⁾である。その後、このU字管振動流装置はJonsson⁵⁾の実験に用いられ、乱流波動境界層に関する先駆的な実験が行われた。一方、U字管タイプの他に、

Brebner and Riedel⁶⁾に見られる様な閉鎖管路タイプの振動流装置も開発されている。しかし、King, Powell and Seymour⁷⁾のレビューにもあるように、現在までに行われたこの種の実験においては、正弦的な振動流を扱ったものがほとんどである。浅水域の波動の特徴を反映した非対称振動流による実験はきわめてわずかであり、先述のものを数える程度である。今後、漂砂量則や抵抗則など、非線形波動に関わる諸現象の予測精度向上のためには、波の非線形性を加味した非対称振動流による各種実験データの集積が望まれる。

さて、この様に正弦振動流による実験に比べて非対称振動流の実験が稀少であることの大きな理由の一つは、振動流発生装置自体が複雑であり、また高価な点である。前述の研究者らにより用いられた非対称振動流発生装置は、いずれもピストン駆動部をサーボモータに連結し、入力された電気信号により制御を行っており、正弦振動流の場合に比べてはるかに複雑な機構を必要としている。

そこで、本研究ではより簡単な仕組みによる非対称振動流発生装置の原理を提案し、その振動流れ特性とクノイド波のそれとの関係を調べた。また、波浪の諸元から装置で設定すべき特性量を求める方法を定式化した。さらに、この原理に従って装置を試作し、その基本性能を実験により確認した。

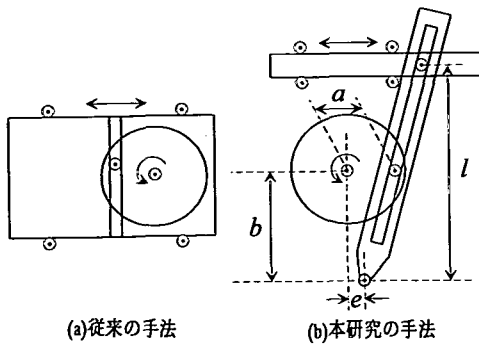


図-1 従来の振動流発生装置と新しい発生装置

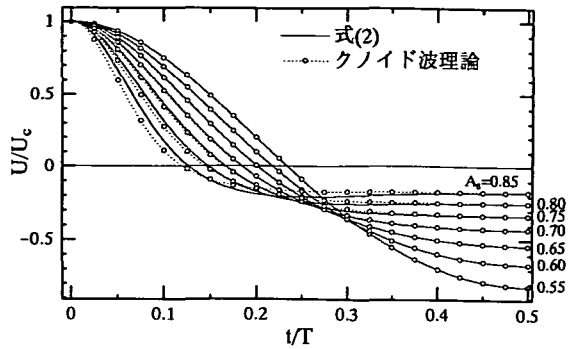


図-2 流速波形

2. 非対称振動流発生装置の提案

(1) 原理

ここで提案する振動流発生装置の概略を、従来良く用いられる正弦振動流装置の原理と共に図-1に示した。従来の手法(図-1(a))ではディスクの円運動を直線上に投影することにより、正弦的な往復運動を得ることができる。これに対して、本研究の手法では図-1(b)のように、ディスクの回転速度が一定でもピストン運動の往と復で移動速度が異なるため、流速波形が非対称となる。簡単な演算により、図-1(b)の直線運動部の変位速度 u が導かれ、これを無次元化すれば次式が得られる。

$$u_* = \frac{u}{\omega l} = \frac{b_* \cos \omega t - e_* \sin \omega t - 1}{(b_* - \cos \omega t)^2} \quad (1)$$

ここで、 ω : 角振動数、 t : 時間、 b : ディスク中心より支点までの距離、 e : 偏心距離、 l : 支点より直線運動部までの距離、 $b_* = b/a$ 、 $e_* = e/a$ 、 a : ディスクの回転半径である。

(2) 偏心の無い場合の流速特性

式(1)で、 $e_* = 0$ とすれば次式が得られる。

$$u_* = \frac{b_* \cos \omega t - 1}{(b_* - \cos \omega t)^2} \quad (2)$$

式(2)より得られる速度波形を図-2に示した。ここで、 A_s は流速波形の非対称性を表すパラメータ⁵⁾

($A_s = U_c / (U_c + U_t)$, U_c , U_t : 峰位相, 谷位相での流速最大値の絶対値)である。図-2で速度は U_c により無次元化されている。 $e_* = 0$ の時、波形は波の峰をはさんで対称となる。図中にはクノイド波理論(1次近似)による波形も示した。詳細な検討の結果、 $b_* < 2$ の時、式

(2)による流速の谷部に二次波峰に類似した高まりが現れることが分かった。ここで、 $b_* = 2$ は $A_s = 0.75$ に対応している。このため、 $A_s > 0.75$ では式(2)とクノイド波理論との間に差違が見られるが、 $b_* \geq 2$ すなわち A_s

≤ 0.75 の時には両者は見分けがつかないほど一致しており、本手法によりクノイド波の流速波形にきわめて類似した速度場が得られることが分かる。そこで、次節では式(2)とクノイド波理論との関係について考察を行い、特に式(2)中のパラメータ b_* の持つ意味を明らかにする。

(3) 式(2)とクノイド波理論との関係

まず、クノイド波との比較のために、式(2)の変動域が0から1となるように規格化し、これを U_* とおく。

$$U_* = \frac{b_* - 1}{2b_*} \frac{b_* (b_* - 1) (1 + \cos \omega t) - \sin^2 \omega t}{(b_* - \cos \omega t)^2} \quad (3)$$

一方、クノイド波第一次近似理論によれば流速波形は次式で与えられる⁸⁾。

$$U_* = cn^2 \left(\frac{2Kt}{T} \right) \quad (4)$$

ここで、 cn : Jacobiの楕円関数、 K : 第一種完全楕円積分である。 cn 関数はその母数 k あるいはノーム q が小さいとき、次の無限乗積式により表現される⁹⁾。

$$cnx = \cos \left(\frac{\pi x}{2K} \right) \prod_{m=1}^{\infty} \frac{(1 - q^{2m-1})^2}{(1 + q^{2m})^2} \frac{1 + 2q^{2m} \cos \left(\frac{\pi x}{K} \right) + q^{4m}}{1 - 2q^{2m-1} \cos \left(\frac{\pi x}{K} \right) + q^{4m-2}} \quad (5)$$

ここで、

$$q = \exp \left(-\pi \frac{K'}{K} \right) \quad (6)$$

であり、上式で、 $K'(k) = K(\sqrt{1-k^2})$ である。ここで、 k が小さいとき、すなわち q が小さいとき、 q と k の関係は次式で表される⁹⁾(図-3(c)参照)。

$$q = \frac{k^2}{16} \quad (7)$$

式(5)を式(4)に代入し、 q の一乗のオーダーまで

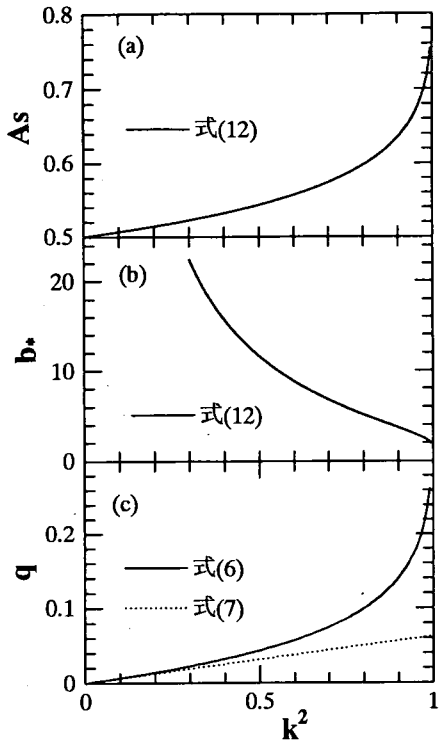


図-3 A_s , b_* , q と k^2 の関係

取って整理すれば

$$U_* = \frac{1}{2} \frac{\frac{1}{4q^2}(1 + \cos \omega t) - \sin^2 \omega t}{\left(\frac{1}{2q} - \cos \omega t\right)^2} \quad (8)$$

を得る。一方、式(3)で $b_* \gg 1$ とすれば

$$U_* = \frac{1}{2} \frac{b_*^2(1 + \cos \omega t) - \sin^2 \omega t}{(b_* - \cos \omega t)^2} \quad (9)$$

を得、この式形は式(8)と完全に一致していることが分かる。この時、 b_* と q の間には次の関係が成り立つ。

$$b_* = \frac{1}{2q} \quad (10)$$

また、上式に式(7)を代入することにより、 b_* と母数 k との関係が得られる。

$$b_* = \frac{8}{k^2} \quad (11)$$

これより、図-2において式(2)による計算結果がクノイド波理論と良い一致を示したのは、ここで提案した装置によって生じられる流速波形が、ノーム q が小さいときのクノイド波理論に一致しているためであること

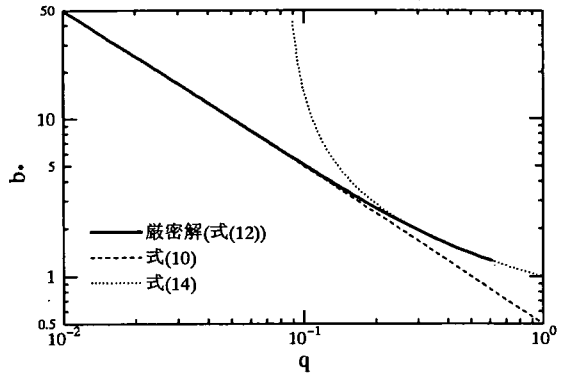


図-4 b_* と q との関係

が示された。

一方、 $k \ll 1$ の条件が満たされない条件下での b_* と q との関係を見いだすためには、クノイド波理論により得られる A_s と式(2)より得られるそれとを等置すればよい。これにより次式が得られる。

$$A_s = \frac{1}{k^2} \left(1 - \frac{E}{K}\right) = \frac{b_* + 1}{2b_*} \quad (12)$$

ここで、 E :第二種完全楕円積分である。上式により、本手法の表示式(2)に含まれる b_* と楕円関数の母数 k (あるいはノーム q)とを結びつけることができる。計算結果を図-3に示す。図-3(a)には式(12)の第一の等式から得られる A_s と k との関係を示した。図-3(b)は式(12)の第二の等式による b_* と k との関係である。図-3(c)には k と q との関係を示す。

ここで、式(12)により b_* と k との関係を求めるためには複雑な計算を必要とするので、 $k \ll 1$ および $k \approx 1$ での近似式を導出する。まず、 $k \ll 1$ の条件のもとでは、式(7)および E , K の q による展開式⁹⁾を式(12)に代入すれば、式(12)から再び式(10)が導かれる。一方、 $k \approx 1$ のもとでは $E \approx 1$ となり、また K は次式で近似される。

$$K = \frac{\pi^2}{2 \ln(1/q)} \quad (13)$$

これらを式(12)に代入して、

$$b_* = \frac{1}{1 - \frac{4}{\pi^2} \ln(1/q)} \quad (14)$$

を得る。図-4には式(12)から得られる b_* と q との関係、ならびに $k \ll 1$ での近似式(10)、および $k \approx 1$ での近似式(14)を示した。同図より、 $0.1 \leq k \leq 0.25$ の範囲ではいずれの近似式も精度が落ちるが、それ以外の区間では式(12)と近似式が良好な一致を示していることが分かる。

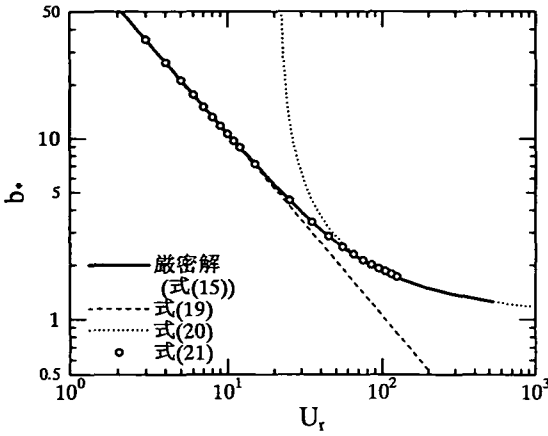


図-5 b_* とアーセル数との関係

さて、ここに提案した手法を実際に応用することを考えると、与えられた波動運動に対する b_* を求めることが必要になる。この際、 b_* は図-4に示した様に q の関数として表されているよりも、むしろ波高などの波の諸元と直接的に結びつけられていることが望ましい。そこで、以下では b_* をアーセル数 U_r により表すことを試みる。

クノイド波理論によれば、母数と波の諸元はアーセル数を通じて以下の様に結びつけられる¹⁰⁾。

$$k^2 K^2(k^2) = \frac{3}{16} U_r \quad (15)$$

ここで、 U_r の定義は以下のとおりである。

$$U_r = \frac{gHT^2}{h^2} \quad (16)$$

上式で、 g : 重力加速度、 H : 波高、 T : 周期、 h : 水深である。式 (15) において、先と同様な近似式を用いることにより、 $k \ll 1$ および $k \equiv 1$ におけるノーム q とアーセル数との関係が得られる。

$$k \ll 1 \text{ の時 : } q = \frac{3}{64\pi^2} U_r \quad (17)$$

$$k \equiv 1 \text{ の時 : } q = \exp\left(-\frac{2\pi^2}{\sqrt{3U_r}}\right) \quad (18)$$

上式に、式 (10) および (14) を代入して q を消去すれば、次式を得る。

$$k \ll 1 \text{ の時 : } b_* = \frac{32\pi^2}{3U_r} \quad (19)$$

$$k \equiv 1 \text{ の時 : } b_* = \frac{1}{1 - \frac{1}{\sqrt{3U_r}}} \quad (20)$$

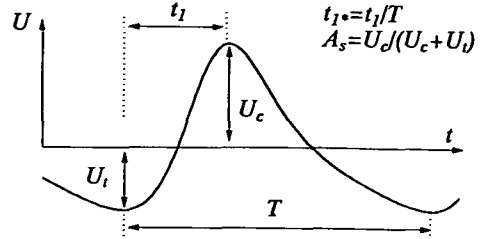


図-6 A_s , t_1 の定義

上二式を図-5に示した。また、式 (12) から得られる b_* と k との関係式 (15) に代入することにより得られる b_* と U_r との関係式を厳密解として実線で示した。やはり、図-4と同様に近似式 (19)、(20) だけではカバーしきれない範囲が認められる。そこで、 $U_r \leq 90$ の範囲については、式 (19) を変形して得られる次式を用いることにし、 $U_r > 90$ の範囲では式 (20) を用いることとする。

$$b_* = \frac{32\pi^2}{3U_r} + \tanh^{4/3} \left[\left(\frac{U_r}{170} \right)^{3/4} \right] \quad (21)$$

図-5より、実用上問題となる U_r の範囲での b_* の計算には近似式 (20)、(21) で十分であることが分かる。検討の結果、上記の近似式の誤差はほぼ1%以下であった。以上より、与えられた波浪条件に対して設定すべき b_* が簡単に求められる。

以上に示したように、本研究で得られた近似式 (2) を用いることにより、クノイド波の表面波形・流速波形の計算に際して、楕円関数を用いることなく計算を行うことが出来、また、式中の b_* とアーセル数との関係が簡単な関数で結びつけられている。さらに、図-2に見られるようにその精度はきわめて高い。図-2に見られた二次波峰の様な盛り上がりの発生限界を式 (2) の適用限界とすれば、これは $b_* \geq 2$ 、あるいは $k^2 \leq 0.995$ となる。一方、楕円関数の母数が1に近いときには、岩垣のハイパボリック波理論¹¹⁾を用いることが出来、その適用範囲は $k^2 \geq 0.95$ である。従って、 $k^2 = 0.995$ をはさんで式 (2) とハイパボリック理論を使い分けることにより、初等関数のみを用いてクノイド波の表面波形、流速波形を計算することができる。この様に、ここで示した振動運動はクノイド波に関わる各種水理量計算式の簡便式としても用いることが出来よう。なお、上記の様にJacobiの楕円関数をノームにより展開し、クノイド波理論を簡素化する試みはすでにIsobe¹²⁾によりなされているが、初等関数で表された簡単な波形表示式は得られていない。

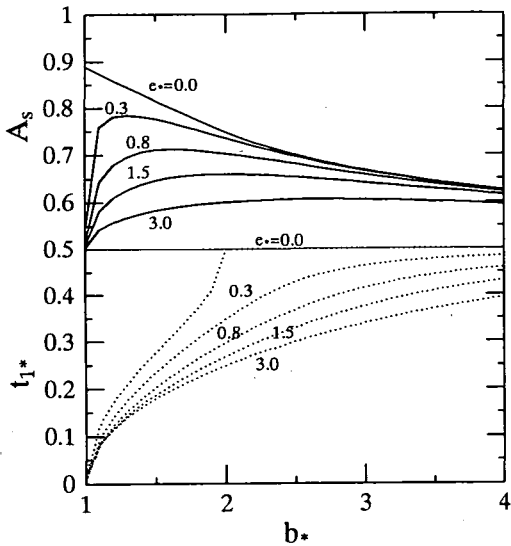


図-7 A_s , t_1^* と b_* との関係

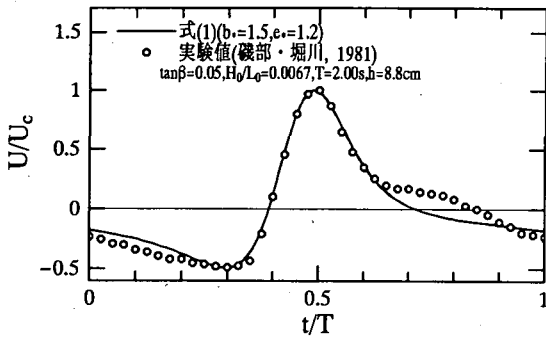


図-8 $b_*=1.5$, $e_*=1.2$ での流速波形と磯部・堀川^{1,3)}の実験結果

(4) 偏心のある場合の流速特性

図-1において支点が偏心した場合、流速波形は静水面をはさんで非対称であるばかりでなく、波の峰・谷の前後でも非対称なものとなり、前傾化した波動下での速度波形に類似した時間変動を示す。ここで、波形の前傾化を表すパラメータとして、 $t_1 = t_1^*/T$ を導入する(図-6参照)。ここで、 t_1 : 波の谷から峰までの立ち上がりの時間である。式(1)より b_* と A_s , t_1 の関係を求め、 e_* をパラメータとして図-7に示した。この図を用いることにより、 A_s と t_1 が与えられればそれに対応する b_* , e_* が得られる。

流速波形の計算例を図-8に示した。ここでは、磯部・堀川^{1,3)}による碎波帯内の実測流速波形に対して図-7からパラメータを選び、 $b_*=1.5$, $e_*=1.2$ とした。ゼ

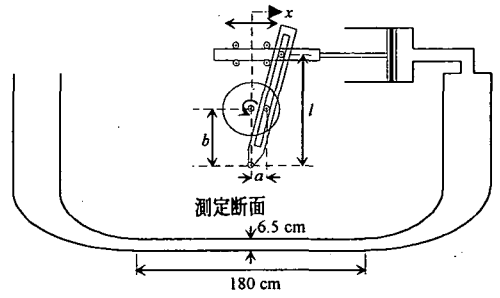


図-9 実験装置

ロダウンクロス点近傍で波形に幾分差違が見られるが、全体的な波形はきわめて類似している。よって、本手法により生じられる振動流は、浅水域の前傾化した波動の下での底面境界層の実験に用いることができる。ただし、峰部が極端に先鋭化するいわゆるノコギリ歯状波動場においては急激な加速度の変化を伴うため、本手法の応用は困難であろう。なお、次節で試作したタイプの振動流装置では一方向流を加えることが容易である(後藤・辻本・中川¹⁴⁾, Sana et al.¹⁵⁾)。これにより、前傾化した波動場に戻り流れが重畳した場合の検討を行うことも可能である。

3. 試作された装置とその性能

(1) 実験装置と実験条件

図-1に示した原理に基づいて、振動流装置を作成した。ただし、支点の偏心は与えていない。装置の概要を図-9に示す。U字管部分は先の著者らの実験¹⁶⁾とほぼ同一であるが、測定部断面は幾分小さく、幅17cm、高さ6.5cm、長さ180cmの矩形断面である。図-1に示した駆動部の諸元は、 $a=7.7$ cm, $b=24.7$ cm, $l=39.5$ cmであり、ピストンは直径20cmの円形断面である。測定部の壁面は滑面であり、作業流体として空気をを用いている。流速測定にはレーザー流速計を用いた。データを10msec間隔で収集し、これを50波にわたって平均化を行ってアンサンブル平均値を算出した。

実験では境界層内の流体運動が層流状態になる様に条件を設定した。これは、以下に示すように層流振動流に対しては厳密解が存在するので、これとの比較により装置の基本特性の詳細な検討を行うことができるためである。境界層外縁における峰位相および谷位相での流速の最大値は、それぞれ160cm/secおよび87cm/secであり、振動周期は2.15秒である。非線形波動下での乱流遷移限界を判定するためのレイノルズ数は提案されていないが、ここでは灘岡ら²⁾にならい、波の峰位相と谷位相を正弦

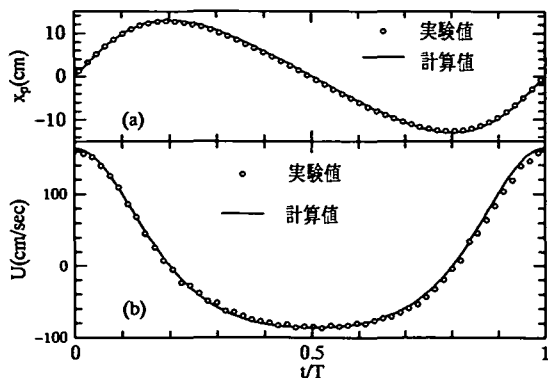


図-10 ピストンの変位と主流速の時間変化

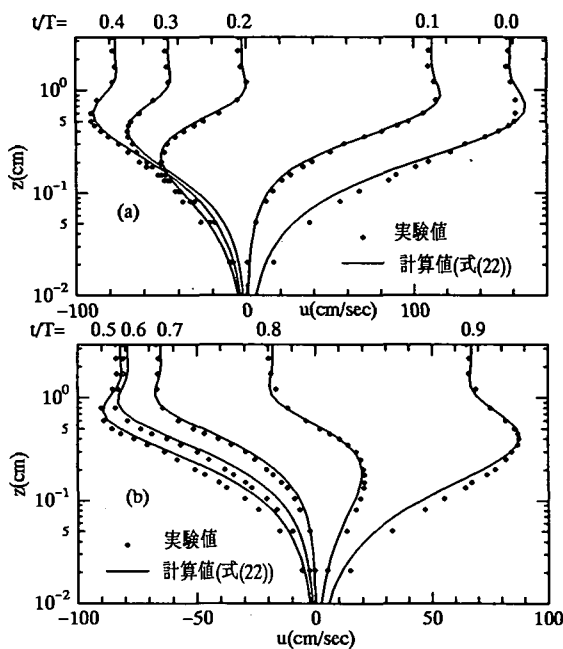


図-11 流速分布

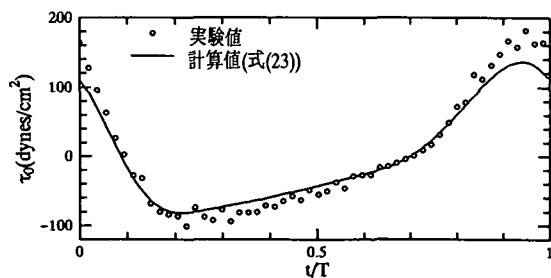


図-12 底面せん断力

振動の半分と見なし、それぞれに対してレイノルズ数 R_{oc} および R_{ot} を求める。すなわち、峰と谷の継続時間をそれぞれ t_c , t_t とすれば

$$\text{峰位相} : R_{oc} = U_c \sqrt{2t_c \nu / \pi} / \nu = 304$$

$$\text{谷位相} : R_{ot} = U_t \sqrt{2t_t \nu / \pi} / \nu = 209$$

となる。一方、Hino et al.¹⁷⁾ によれば、正弦振動流の乱流遷移限界レイノルズ数は $R_o = 550$ であり、上記の峰位相、谷位相でのレイノルズ数はこれよりも十分に小さい。このことから、本実験の条件は層流状態にあると判断してよいであろう。

(2) 実験結果

図-10はピストンの変位 x_p および管路中央部での流速 U を示した。図中には前節に示した理論による値も図示した。いずれの図においても両者は良好一致を示しており、前述の理論に従う境界層外縁流速が発生している。

測定された平均流速の鉛直分布を図-11(a), (b)に示す。実線は層流解を示している。振動流に対する層流境界層方程式は線形であるため、次式のように正弦振動流の解析解を足し合わせることで、非対称振動流の解を得ることが出来る(浅野¹⁸⁾)。

$$u = \sum_{n=1}^m [a_n \{\sin n\alpha t - \exp(-\beta_n z) \sin(n\omega t - \beta_n z)\} + b_n \{\cos n\omega t - \exp(-\beta_n z) \cos(n\alpha t - \beta_n z)\}] \quad (22)$$

ここで、 a_n , b_n は境界層外縁流速 U を調和分析することにより得られるフーリエ係数、 $\beta_n = \sqrt{n\omega / 2\nu}$, ν : 動粘性係数である。ここでは、項数 m を5とした。実験値と理論値は良好一致を示していることが分かる。なお、全体的な分布形状はハイパボリック波を対象とした灘岡²⁾の実験結果にきわめて類似している。

図-12は壁面せん断力 τ_0 の時間変化を示したものである。ここで、実験値は壁面近傍の流速勾配に動粘性係数をかけて算出したものである。実線は式(22)をもとに導かれるせん断力の層流解、

$$\tau_0 = \rho \sum_{n=1}^m \sqrt{n\omega \nu} \{a_n \sin(n\alpha t + \frac{\pi}{4}) + b_n \cos(n\omega t + \frac{\pi}{4})\} \quad (23)$$

を示す。峰位相で実験と理論に幾分差違が見られるが、全体的な形状は両者で良く一致している。ここで興味深いのは、せん断力の波形が図-10(b)に示された境界層外縁流速の波形と大きく異なっている点である。これは、式(23)から明らかなように、せん断力の各周波数成分は流速に対してそれぞれの周期の1/8だけ位相がずれるためである。非線形波動下の底面せん断応力を求める便法として、佐藤・Kabiling¹⁹⁾は底面流速波形の

二乗に比例して変動するものと仮定する計算法を提案している。図-12によれば、少なくとも層流に関する限り、このような評価法では大きな誤差を伴うことを示している。非線形波動による海浜変形予測モデルの精度向上のためには、非線形波による底面せん断力の正確な見積もりが不可欠であり、今後、乱流域を含めて、この算定法に関して研究を重ねる必要がある。その際、ここに提案した非対称振動流発生装置を活用することが出来る。

4. おわりに

本研究で得られた主要な結論は以下の通りである。

(1) 非線形波動による流体運動を模擬するための簡便な振動流装置の原理を提案した。従来の装置は振動流を発生させるピストンの変位をサーボモーターにより電氣的に制御するものであったのに対し、今回の手法では定速回転をするディスクを用いているため、原理が簡単であり、きわめて安価に制作することが可能である。

(2) ここに提案した手法により生じられる流速波形をクノイド波理論による流速変動と比較したところ、きわめて良好な一致が見られた。ノームを用いて展開された楕円関数の無限乗積式を利用することにより、本手法による流速変化表示式がクノイド波のそれと一致することが示された。また、アーセル数が与えられた時に装置の諸元を定めるための式を得た。

(3) 上記の装置で、支点到偏心を与えることにより流速波形には前後の非対称性も現れることが分かった。流速波形の特性が与えられた時に装置の諸元を定めるための図を示した。

(4) 以上に示した原理を用いて振動流発生装置を試作し、レーザー流速計により流速測定を実施した。速度分布や底面せん断力は層流解と良い一致を示しており、装置の有効性が示された。

謝辞：本研究の実験を行うにあたり、東北大学大学院生・川村育男君の熱心な助力を得た。また、本研究に対して、文部省科学研究費（基盤研究（A））、代表：東北大学・首藤伸夫教授、基盤研究（B））、代表：東北大学・澤本正樹教授）の補助を受けた。ここに記して謝意を表す。

参考文献

1) Mohammad Debajnia, 渡辺 晃：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, 1991.
 2) 灘岡和夫, 八木 宏, 二瓶泰雄・野本康介：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, 1994.
 3) Ribberink, J.S. and Al-Salem, A.A.: Sediment transport in oscillatory boundary layers in case of rippled beds and sheet flow, *J. Geophys. Res.*, Vol.99, No.C6, pp.12707-12727, 1994.
 4) Lundgren, H. and Sorenson, T.: A pulsating water tunnel, *Proc. 6th Int. Conf. Coast. Eng.*, pp.356-358, 1958.
 5) Jonsson, I.G.: Measurements in the turbulent wave boundary layer, *Proc. 10th IAHR Congr.*, pp.85-92, 1963.
 6) Brebner, A. and Riedel, P.H.: A new oscillating water tunnel, *J. Hydr. Res.*, Vol.11, No.2, pp.107-121, 1973.
 7) King, D.B., Powell, J.D. and Seymour, R.J.: A new oscillatory flow tunnel for use in sediment transport experiments, *Proc. 19th Int. Conf. Coast. Eng.*, pp.1559-1570, 1984.
 8) Laiton, E.V.: The second approximation to cnoidal and solitary waves, *J. Fluid Mech.*, Vol.9, pp.430-444, 1960.
 9) Byrd, P.F. and Friedman, M.D.: *Handbook of Elliptic Integrals for Engineers and Scientists*, 2nd Edition, Springer-Verlag, 358p., 1970.
 10) 首藤伸夫：非線形長波の変形—水路幅、水深の変化する場合—, 第21回海岸工学講演会論文集, pp.57-63, 1974.
 11) 岩垣雄一：クノイド波に関する研究(第4報)—hyperbolic waveについて(1)—, 京大防災研究所年報, 第10号B, pp.283-294, 1967.
 12) Isobe, M.: Calculation and application of first-order cnoidal wave theory, *Coast. Eng.*, Vol.9, pp.309-325, 1985.
 13) 磯部雅彦, 堀川清司：碎波帯付近における流速場の浅水変化に関する研究, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.5-9, 1981.
 14) 後藤仁志, 辻本哲郎, 中川博次：振動流・一方向流共存場における掃流砂量, 土木学会論文集, No.473/II-24, pp.65-72, 1993.
 15) Sana, A., Sugiki, N., Yamaji, H. and Tanaka, H.: Current deformation due to a superimposed wave on a smooth bottom, 第50回土木学会年次学術講演会講演概要集, pp.126-127, 1995.
 16) 川村育男, Ahmad Sana, 田中 仁：波動周期の増加に伴う準定常境界層への漸近挙動に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第43巻, pp.451-455, 1996.
 17) Hino, M., Sawamoto, M. and Takasu, S.: Experiments on transition to turbulence in an oscillatory pipe flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.75, pp.193-207, 1976.
 18) 浅野敏之, 栗林賢一, 酒井哲郎：前傾化した波の下での底面境界層の解析, 海岸工学論文集, 第36巻, pp.6-10, 1989.
 19) 佐藤慎二, Michael B. Kabiling：波打ち帯を含む三次元海浜変形の数値モデル, 海岸工学論文集, 第41巻, pp.401-405, 1994.

(1996.5.31 受付)

A NEW GENERATION METHOD OF ASYMMETRIC OSCILLATORY FLOW

Hitoshi TANAKA, Hiroto YAMAJI, Ahmad SANA and Nobuo SHUTO

A simple and inexpensive system is developed to generate an asymmetric oscillatory flow in a closed conduit, which simulates sea-bottom boundary layer induced by cnoidal waves. Easy-to-invoke modifications in the system may produce asymmetry of waves about horizontal as well as vertical axis, producing a wave profile encountered in the surfzone. The relations have been established between theoretical quantities and system parameters in order to facilitate practical application of the present system. Preliminary experiments have been carried out to check the validity of the system and excellent agreement has been found between theory and experiments.