

# 複数基の大口徑円筒構造物周囲の流速場に関する研究

Velocity Field around Large Cylindrical Structures

金 昌済\*・安部智彦\*\*・真田 武\*・今井 聡\*・宮池克人\*\*\*・岩田好一朗\*\*\*\*

Changje Kim・Tomohiko Abe・Takeshi Sanada・Akira Imai・Yoshihito Miyaike・Koichiro Iwata

This paper aims to discuss the velocity field around large cylindrical structures under wave action, based on the laboratory experiments and numerical calculation. The wave-induced currents around large cylinders are revealed to direct offshoreward through the whole depth except near bottom and above the wave trough. When the diffraction parameter  $D/L$  ( $D$  is the diameter of a cylinder,  $L$  is the wavelength) is large, the wave height and velocity change complicatedly in space.

Key words: velocity field, large scale cylindrical structures, diffraction theory

## 1. はじめに

近年、大型橋梁の橋脚などの複数基の大口徑円筒構造物が浅海域に建設されるようになった。これらの構造物周囲は、入射波と構造物による回折波と反射波との重合波動場となり、流速場は複雑となるが、こういった複数の円筒構造物周囲の流速場に関する研究例は少なく、その特性は十分理解されていないのが現状である。いうまでもなく、沿岸海域における構造物周囲の流速場の特性を把握することは、局所洗掘など構造物の耐波安定性および海岸環境問題を議論する上で極めて重要である。

そこで本研究は、近接して設置された二基の大口徑円筒構造物周囲の流速場の変動特性を水位変動と関連づけて実験的に明らかにするとともに、回折理論を用いて解析的に考究しようとするものである。

## 2. 水理実験および数値解析

### 2.1 次元解析

後述する実験条件の下では、円筒周囲の無次元波高  $H/H_1$  と無次元流速  $V/V_1$  は、Buckinghamの  $\pi$  定理を用いると次の4つあるいは5つの無次元物理量に大きく支配されると考えられる。

$$\frac{H}{H_1} = \phi_1\left(\frac{D}{L}, \frac{e}{D}, \frac{x}{L}, \frac{y}{L}\right) \quad \frac{V}{V_1} = \phi_2\left(\frac{D}{L}, \frac{e}{D}, \frac{x}{L}, \frac{y}{L}, \frac{z}{h}\right) \quad (1)$$

ここに、 $H_1$ :入射波高、 $L$ :入射波長、 $h$ :静水深、 $D$ :円筒の直径、 $e$ :円筒ⅠとⅡの外縁間隔、 $\alpha$ :波の入射角、 $g$ :重力加速度、 $x$ :入射波の進行方向を正にとった水平軸、 $y$ : $x$ 軸と直交する水平軸、 $z$ :静水面を原点とし鉛直上向きを正とする鉛直軸である。なお、定義図を図2.1に示す。また、 $x/L$ 、 $y/L$ は、必要に応じて $x/D$ 、 $y/D$ のように座標を変えた。

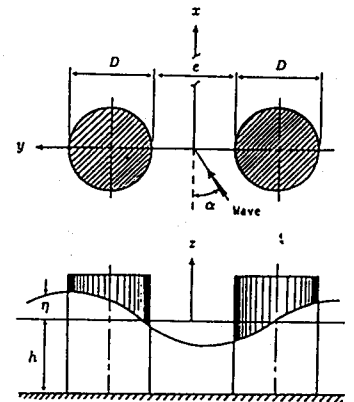


図2.1 定義図

\*学生会員 名古屋大学大学院 工学研究科土木工学専攻 (〒464-01 名古屋市千種区不老町)

\*\*正会員 日本気象協会(財)調査部

\*\*\*正会員 中部電力(株) 火力・原子力開発グループ部長

\*\*\*\*正会員 名古屋大学教授 工学部土木工学科

2.2 水理実験

水理実験を名古屋大学土木工学科の平面波浪水槽（長さ28m，幅11m，深さ0.8m）で行った．水槽の一端にはピストン型造波装置が，また他端には1／10の勾配を持つ消波斜面が設置されている．水槽内には，先端に1／15の斜面を持つ高さ7cmの水平床を設置し，その中央部に円筒模型を設置した．円筒模型として直径47.2cmの亚克力製円筒と直径90cmの鉄製円筒を使用した．また越波しないように円筒の天端高さを静水面上30cmとした．

静水深（ $h$ ）を水平床上で20cm，入射波の周期（ $T$ ）を1.4s，入射波高（ $H_i$ ）を6.0cm，波の入射角（ $\alpha$ ）は $0^\circ$ と一定にした．直径 $D=47.2\text{cm}$ の円筒に対し，無次元円筒間隔 $e/D$ を $\infty$ （単円筒），1.0, 2.0, 3.0の4ケース，直径 $D=90.0\text{cm}$ の円筒に対し，無次元円筒間隔 $e/D$ を $\infty$ （単円筒），1.0, 2.0, の3ケースの実験を行った．

計測は円筒周囲の10～25cm間隔の格子上の50～97箇所で行った．それぞれの格子上の計測点で水位変動および底面より1.5cmと10cmの地点での（ $x, y$ ）方向の流速（ $u, v$ ）を計測した．また，流速の鉛直分布を測るため，3地点のみ $z=-15.0, -12.5, -7.5, -5.0\text{cm}$ でも計測した．水位変動を電気容量式水位計（KENEK, CH-306）で，流速を電磁流速計（KENEK, VM201H; ALEC, ACM200P）で計測した．計測したデータは，50Hzで離散化し，フロッピーディスクに記録するとともにペン書きレコーダーに出力させ解析に使用した．

2.3 解析方法

円筒周囲の水位変動および流速場の理論値は，昨年同様，線形理論に基づく鉛直線わきだし分布法<sup>1)</sup>によって求めた．さらに，流速場から，radiation stress ( $S_{xx}, S_{xy}, S_{yy}$ )を次式<sup>2)</sup>により求めた．

$$S_{xx} = \int_{-h}^{\eta} (p + \rho u^2) dz - \int_{-h}^0 p_0 dz, \quad S_{yy} = \int_{-h}^{\eta} (p + \rho v^2) dz - \int_{-h}^0 p_0 dz, \quad S_{xy} = S_{yx} = \int_{-h}^{\eta} \rho uv \, dz \quad (2)$$

ここに， $\eta$ は水位変動， $p$ は圧力， $p_0$ は静水圧， $\rho$ は水の密度である．

3 結果および考察

3.1 理論値と実験値の比較

図3.1と図3.2は $x/D=0$ で円筒Ⅰと円筒Ⅱの中心点を通る線上 $y/D$ の波高分布を示す．なお $y$ の原点は円筒Ⅰの内側の外縁であり， $y$ の正軸を入射波方向に対して左方向とする．

同図に示すように，実験値と理論値の対応は良好であり，わきだし分布法により波高をかなり精度良く推算できると言える． $D/L=0.259$ ， $e/D=1.0$ の場合，円筒の向かい合う側の波高は外側と比べて大きい．しかし， $e/D=2.0$ の場合はその差は明瞭でなく，単円筒の特性に近い．これは， $e/D=1.0$ の場合，円筒相互間の影響が強く， $e/D=2.0$ の場合，その影響が弱いためであると考えられる． $e/D=3.0$ の場合も $e/D=2.0$ と同様であった．しかし， $D/L=0.493$

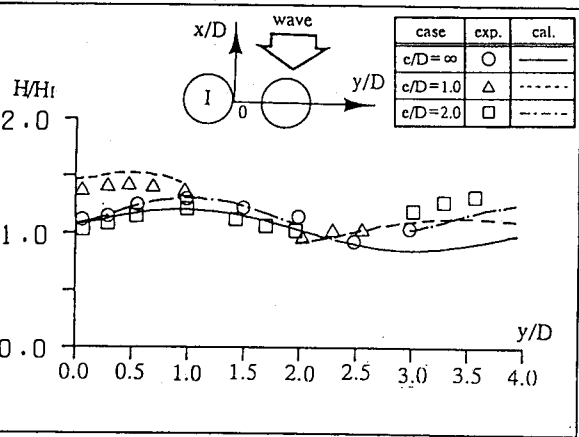


図3.1 無次元波高分布 (D/L=0.259)

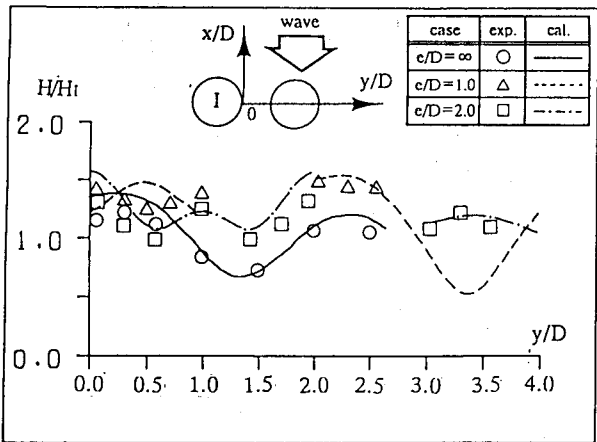


図3.2 無次元波高分布 (D/L=0.493)

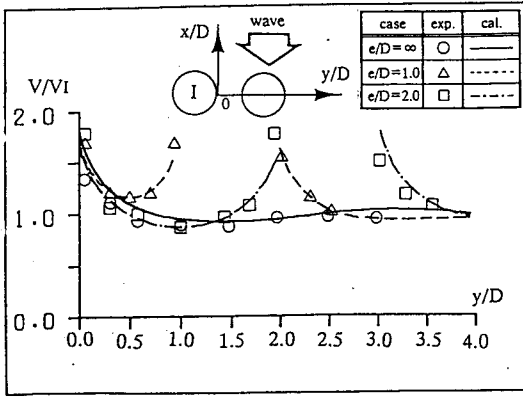


図3.3 無次元最大流速分布 ( $D/L=0.259$ )

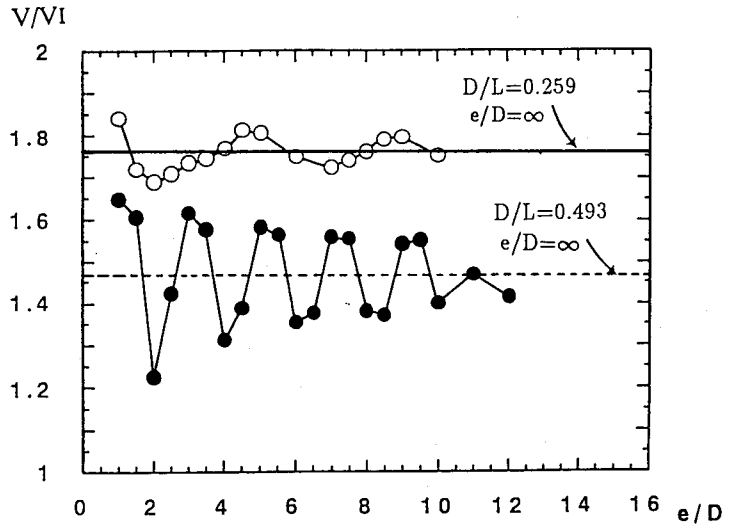


図3.4  $e/D$ による流速の変動特性

○  $D/L=0.259$ ,  $\theta = 97.5^\circ$ ,  $r/D=0.53$

●  $D/L=0.493$ ,  $\theta = 60^\circ$ ,  $r/D=0.53$

の場合は様子が異なり、図3.2に例示するように、 $e/D=1.0$ の場合、逆に外側の方が円筒の向かい合う側と比べやや大きい。ところが $e/D=2.0$ になると円筒の向かい側の方が大きくなる。また、波高の変動は $D/L=0.259$ と比べ大きい。これは、 $D/L=0.493$ の場合、回折と円筒からの反射の影響がより強く、入射波と2円筒間の回折波と反射波の位相によって複雑に変化するためである。観察からも $D/L=0.493$ の場合、波が円筒から回折している様子がはっきりと認められた。

図3.3は $x/D=0$ での $y/D$ 上の流速分布を示す。若干実験値が理論値より大きいところがあるものの、理論値との対応は良好である。無次元円筒間隔 $e/D=1.0$ の場合、円筒の向かい合う側 ( $0 < y/D < 1$ )の流速は外側と比べて大きい。また、円筒に近づくにつれ流速は急激に大きくなる。しかし、 $e/D=2.0, 3.0$ の場合 ( $e/D=3.0$ は図示していない)はその差は明瞭でなく、円筒の向かい合う側では2つの円筒の中間点のcenter line付近に近づくにつれて流速は小さくなり、単円筒の値に近いことがわかる。

図3.4はわきだし分布法によって求めた無次元流速 $V/V_1$ と $e/D$ の変化を示したものである。なお、この流速は単円筒の場合の円筒から1.5cm( $r/D=0.53$ )離れた円周上で最大流速を示す地点の流速である。図中の実線、破線はそれぞれ、 $D/L=0.259$ ,  $D/L=0.493$ の単円筒の場合の最大値を表す。 $D/L=0.493$ の場合、 $D/L=0.259$ の場合と比べ、最大値は小さいものの流速場の変動は大きいことがわかる。これは、 $D/L=0.493$ の場合、波の回折と反射の影響が強く、

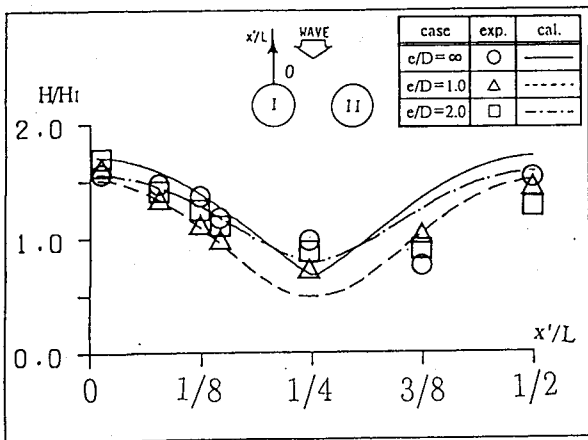


図3.5 円筒前面沖側の無次元波高 ( $D/L=0.259$ )

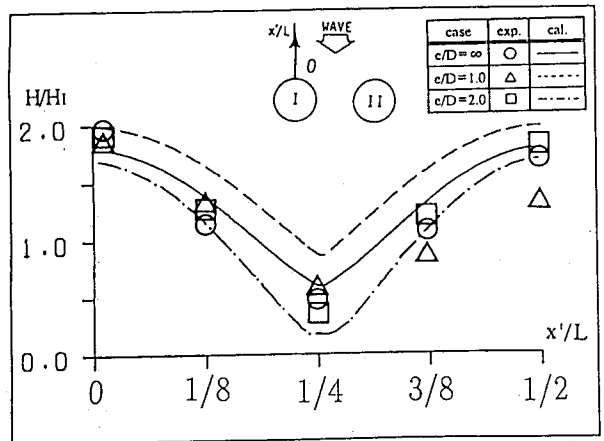


図3.6 円筒前面沖側の無次元波高 ( $D/L=0.493$ )

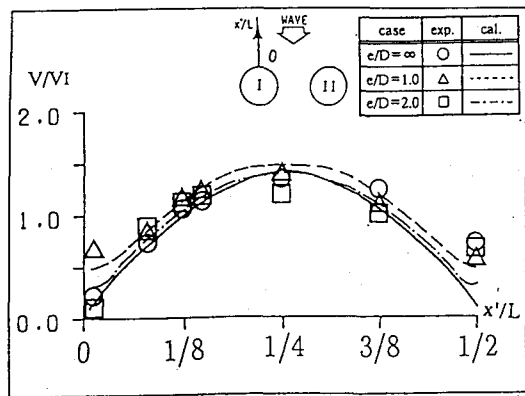


図3.7 円筒前面沖側の無次元最大流速  
( $D/L=0.259$ ,  $z/h=-0.925$ )

波動場が複雑になったためであると考えられる。また、 $e/D$ が大きくなるにつれ流速は振動しながら、単円筒の値に近づくことがわかる。 $D/L=0.259$ の場合、 $e/D=3.0$ 以上離れると、また、 $D/L=0.493$ の場合、 $e/D=10.0$ 以上離れると近接する円筒が他の円筒におよぼす影響小さくなるといえる。

### 3.2 円筒前面の特性

円筒前面では洗掘が大きくなるという過去の研究結果<sup>3)</sup>があるので円筒前面での波動場の特性を知ることは重要である。図3.5は $D/L=0.259$ の場合の、円筒Iの前面の無次元波高 $H/H_1$ と円筒前面からの無次元距離 $x/L$ の関係を示す。なお、原点は図のように、円筒沖側壁面にとる。円筒前面では、どのケースも二次元的な部分重複波に近い特性を示す。すなわち、 $e/D=1.0$ の場合、腹にあたる0と $L/2$ の点では $H/H_1$ は大きくなり、且つ単円筒に近い値を示しているのに対し、節の $L/4$ とその手前の $3L/8$ にあたる点では $H/H_1$ は小さくなり、前面水域の波高の変動は大きい。

図3.6は、 $D/L=0.493$ の場合の、円筒I前面に生ずる無次元波高の変動(実験値)を図3.5と同じ条件で示したものである。無次元波高の最大値は $D/L=0.259$ の場合と同じ1.9程度の値を示したが、 $L/4$ の点ではどの場合も約0.5となった。これは前述したように、 $D/L=0.259$ の場合よりも相対的に円筒の径が大きくなることによって回折波の効果が大きくなり、反射率の大きい部分重複波を形成していると考えられる。

図3.7は、図3.5と同じ位置で、 $D/L=0.259$ の場合の無次元流速の変動(実験値)を示したものである。図に例示するように、腹(0,  $L/2$ )では鉛直方向の流速が大きくなるため水平方向流速は小さな値をとり、逆に節( $L/4$ )では鉛直方向流速が小さくなるため水平方向流速は大きな値をとる傾向を示す。 $D/L=0.493$ の場合は $D/L=0.259$ の場合より反射率は大きくなるので、より重複波に近い波高分布を示すことを述べたが、ここでも同様な傾向が見られた。なお、図3.5～図3.7より計算値と実験値の対応がよいことが認められる。

### 3.3 平均流の特性

図3.8～図3.11は実験で得られた円筒I周辺の $Z=-18.5$ と $-10.0$ cmでの平均流速 $\bar{V}$ の平面分布を示したものである。同図に例示されているように平均流はほとんど冲向きであり、単円筒での東江らの実験結果<sup>(4)</sup>と類似する。平均流 $\bar{V}$ の値は、 $z=-10.0$ cmの方が $z=-18.5$ cmと比べ大きく、最大値は約6.5cm/sである。また、円筒側方で流速が大き

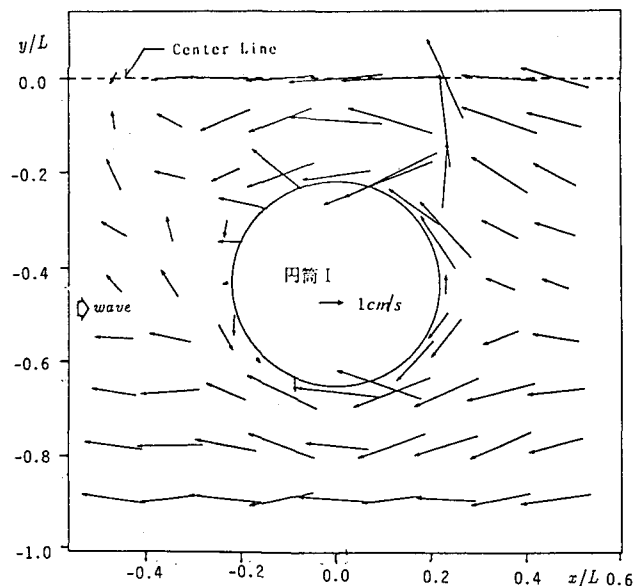


図3.8 平均流の平面分布(実験値)  
( $D/L=0.259$ ,  $e/D=1.0$ ,  $z/h=-0.500$ )

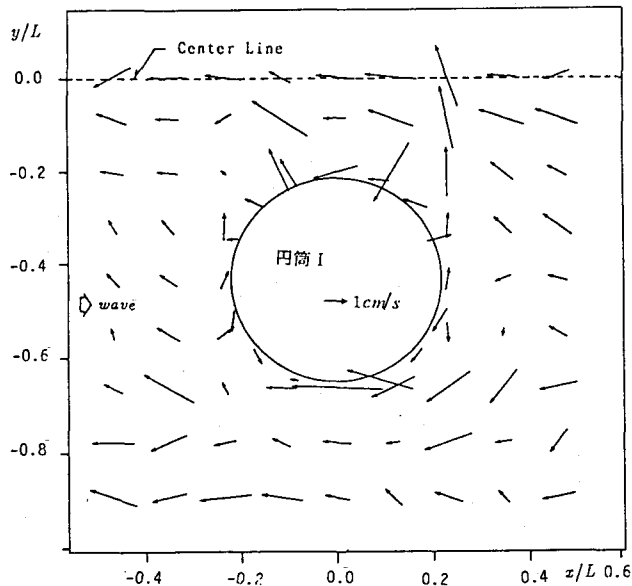


図3.9 平均流の平面分布(実験値)  
( $D/L=0.259$ ,  $e/D=1.0$ ,  $z/h=-0.925$ )

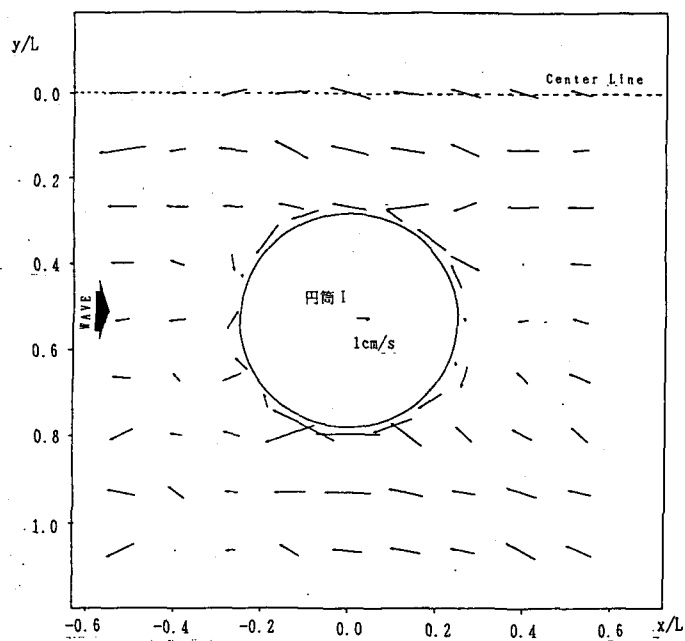


図3.10 平均流の平面分布 (実験値)  
( $D/L=0.493$ ,  $e/D=1.0$ ,  $z/h=-0.500$ )

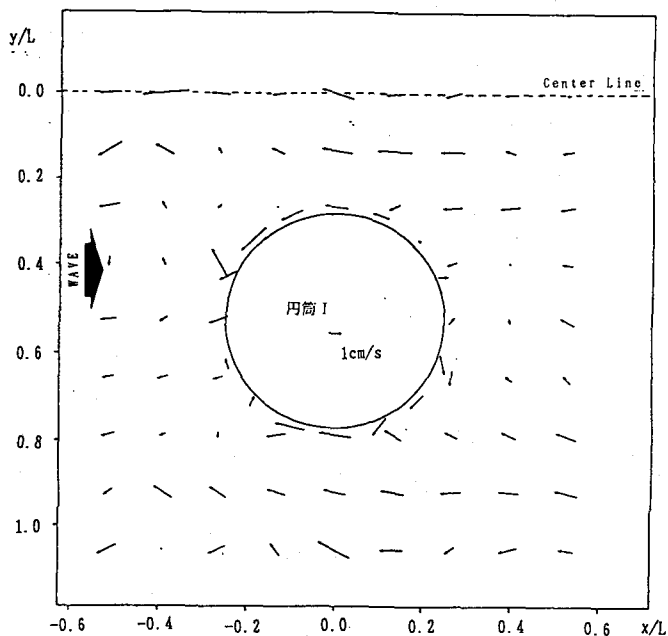


図3.11 平均流の平面分布 (実験値)  
( $D/L=0.493$ ,  $e/D=1.0$ ,  $z/h=-0.925$ )

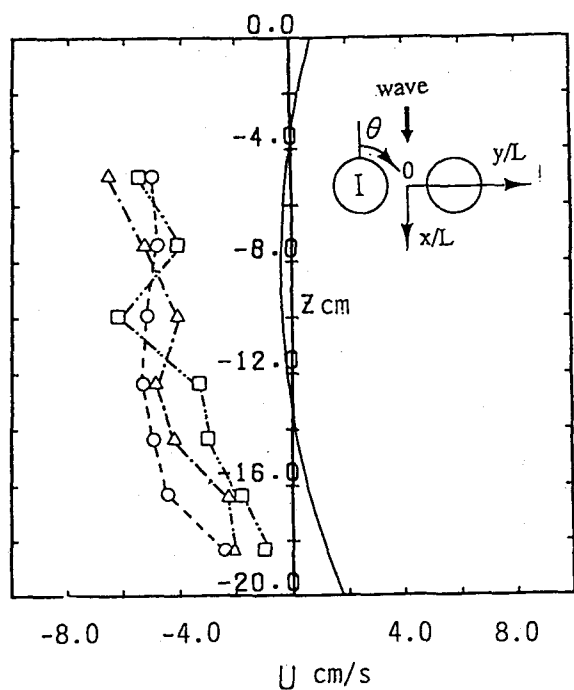


図3.12 平均流の鉛直分布 (実験値)  
( $D/L=0.259$ ,  $e/D=1.0$ )  
○ 2円筒間の中心 ( $x/L=0$ ,  $y/L=0$ )  
△  $\theta = 90^\circ$   $r/D=0.53$   
□  $\theta = 120^\circ$   $r/D=0.53$   
(ただし,  $r$ は円筒 I の中心からの距離)

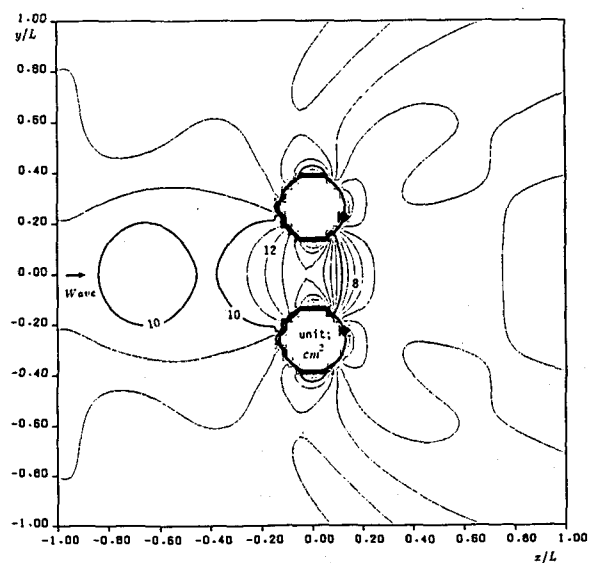


図3.13  $S_{xx}/\rho g$ の平面分布  
( $D/L=0.259$ ,  $e/D=1.0$ )

くなることと、また、あまり明瞭ではないが循環流の形成が一般的な傾向として認められる。図3.12は、定常流の実験値の鉛直分布を示したものである。参考のためLonguet-Higgins<sup>5)</sup>によって導かれた粘性効果による質量輸送速度を実線で示した。波が有限振幅性を示すと2次元の場合、波進行方向に質量輸送速度が存在する。有限振幅性の波の場合、質量輸送速度が存在し、粘性を考慮しないと水の実質部分は時間の経過とともに、無限に進行方向へ輸送される。しかし、Longuet-Higginsは粘性を考慮する場合、戻り流れの発生することを報告している。また、東江ら(1992)は実験水槽などの閉鎖された領域では、戻り流れが必ず存在すると報告したが、本実験では、波が反射する前の実験値を用いて、解析したため、戻り流れは閉鎖されていない領域でも、発生する可能性がありうる。実験値はLonguet-Higginsの理論曲線と定性的に似ている。しかし、計測した範囲では全て冲向きの戻り流れが卓越している。計測器の都合上、 $z=-5\text{cm}$ より上では測定できなかったが、波の谷より上の範囲では岸向きの流れが存在しているはずであり、実験中水面の浮遊物が岸向きに輸送されていることも確認されている。また、やはり計測器の都合上測定できなかったが $z=-18.5\text{cm}$ より下の底面の境界層付近でも粘性による岸向きの流れがあると予想される。さらに、鉛直方向分布は3地点でしか計測しておらず、他の場所は異なる分布形状となっていた可能性もある。いずれにしても、非粘性の線形理論に基づくわきだし分布法では平均流の計算ができないので、信頼性の高い非線形理論の開発が望まれる。

ところで、平均流の方向に及ぼす2円筒間の相互干渉の効果であるが、これについては、 $D/L=0.259$ の場合で $e/D=1.0$ の場合、図3.8や図3.9に例示するように円筒後面より円筒中心線に向かう流れが認められるのが、 $e/D>1.0$ になると $e/D$ の違いによる変化はなく平均流は冲向きとなる。この原因は次のように考えられる。わきだし分布法から求めた円筒周囲のradiation stress  $S_{xy}$ ,  $S_{yy}$ と比べ比較的絶対値の大きい  $S_{xx}$ のコンターを示した図3.13によれば、円筒の向かい合う側の後面付近はradiation stressの空間勾配が大きく、radiation stressによる岸向きの流れが比較的大きくなるため冲向き流れが相殺され、むしろ、円筒中心方向に流れたと考えられる。なお、 $D/L=0.493$ の場合、このような流れは認められなかった。これはこの地点でradiation stressの空間勾配が $D/L=0.259$ と比べ小さいためである。 $D/L=0.493$ の場合、図3.10や図3.11に示すように $D/L=0.259$ と同様に冲向き流れが卓越している。全体的に $D/L=0.259$ と比べ、平均流速全体としてはやや小さくなる。

#### 4 結論

本研究によって得られた主要な結論を以下に要約する。

- (1) 2円筒周囲の流速は円筒の設置間隔により変化するが、設置間隔が広がるとともに単円筒の値に収束する。
- (2)  $D/L=0.493$ の場合は、 $D/L=0.259$ の場合より回折波の影響が大きく、このため入射波と2円筒による回折波及び反射波の位相により波高と流速は $e/D$ の変化に伴い複雑に変化する。
- (3)  $D/L=0.259$ ,  $e/D=1.0$ の場合、円筒の向かい合う側の流速は外側のそれと比べ大きく円筒相互間の影響が大きい。一方、 $e/D=2.0, 3.0$ の場合は、その影響は小さい。
- (4) 円筒表面から沖側前面領域は部分重複波と類似の特性を示す。
- (5) 平均流は底面近傍と中間水深とも、全体的に冲向きで、水平床ではradiation stressによる流れは小さいといえる。特に中間水深での冲向きの流れは大きく、鉛直方向に一様ではない。
- (6) 2基の大口径円筒構造物周囲の流速の時間変動と水位変動の概略は非粘性線形理論に基づくわきだし分布法によりほぼ予測できるが平均流速の予測は出来ず、より精度の高い非線形理論の開発が望まれる。

#### 参考文献

- 1) 岩田好一郎, 水谷法美, 金 昌済, 真田 武: 3円筒大型構造物による波の変形と作用波力, 海洋開発論文集 Vol. 9, pp. 205-210, 1993.
- 2) Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart: Radiation stresses in water waves, a physical discussion, with application, Deep Sea Research, Vol. 11, pp. 529-562.
- 3) 岩田好一郎, 金 昌済, 安部智彦: 二基の大口径円筒周辺の地形変化に関する研究, 第40回海岸工学論文集, 1993, pp. 526-530.
- 4) 東江隆夫, 伊藤一教, 勝井秀博, 灘岡和夫: 大型海洋構造物周辺の砂移動と平均流, 海岸工学論文集, 1992, pp. 496-500.
- 5) Longuet-Higgins, M. S.: Mass transport in water waves, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Series A, Vol. 245, No. 903, 1953, pp. 535-581.