

波動場直立円柱まわりの局所洗掘と流れに関する研究

小林 智 尚

①

波動場直立円柱まわりの局所洗掘と
流れに関する研究

小林 智尚

論文要旨

本研究では波動場において直立円柱まわりに発生する局所洗掘現象について、この現象のメカニズムを解明するために、室内実験および数値計算を用いて直立円柱まわりの流れと局所洗掘地形について解析を行った。局所洗掘とは海岸・沿岸構造物においてこれら構造物のまわりごく近傍の底質が他の領域のものとは異なった運動するために構造物近傍の底面が洗掘される現象であり、構造物そのものの安全性に直接関わることからである。本研究ではこの局所洗掘現象のメカニズムやその特徴を明らかにするために、直立円柱まわり底面近傍の流れと局所洗掘地形について解析を行った。

第2章と第3章では直立円柱まわり底面近傍の流れの解析を行った。この流れを明らかにするために、まず第2章においてレーザ流速計を用いてこの流れの空間流速分布を詳細に測定した。対象としたのはK.C.数がやや小さい波動場の場合である。ここではこの流れの特徴を明らかにするとともに、局所洗掘が発生していない場合と局所洗掘が十分に発達した場合についての空間流速分布を比較することにより、直立円柱まわりの流れに及ぼす局所洗掘地形の影響についても検討した。この測定により、ほぼ定常的に存在する直立円柱の表面に沿う下降流が見出された。この下降流は底面上で円柱から離れる流れとなり底面上での流体速度を増大させるため、この下降流が局所洗掘現象を特徴づけていると考えられる。また局所洗掘が発生していない底面上の直立円柱まわりの流れは鉛直方向にほぼ2次的であったのに対し、局所洗掘が十分に発達し複雑な地形を有する底面上では3次の流れが観察された。この流れの3次元化は局所洗掘が発生した底面の地形の影響である。特に直立円柱から岸側へ剥離する剥離渦はこの底面地形によって3次的に変形し、岸側に傾いたアーチ状の渦を形成している様子が捉えられた。つぎに第3章において3次元数値シミュレーションによるこの直立円柱まわりの流れの再現を試みた。用いた数値モデルは3次元離散渦モデルである。このモデルは比較的容易に定性的な渦度場を再現でき、本研究に適した手法である。この数値シミュレーション結果から、円柱からの剥離渦が主流の反転によって再び円柱に接近し円柱表面に大きな流速を誘導している様子が再現された。また円柱側面の底面上では円柱表面近傍の渦が主流によって傾きさらに伸長されることによって、円柱斜め後方の底面上に大きな流速を誘導している様子が明らかにされた。以上のように、第2章の室内実験で明らかにされた円柱からの剥離渦の3次元変形や第3章の数値シミュレーションで示された円柱側面での渦による底面上での大きな誘導速度は、K.C.数がやや小さい条件において直立円柱まわりの局所洗掘現象を特徴付ける流れであった。

また第4章、第5章および第6章では直立円柱まわりの局所洗掘地形に関する解析を行った。この解析では、先に明らかにされた直立円柱まわりの流れの特徴を踏まえ、室内での移動車実験を通して様々な条件の下での洗掘地形やその発達過程、最大洗掘深などについて考察を行った。実験には数種類の粒径が異なる底質砂を用い、K.C.数やシールズ数の広い範囲で系統立てて実験を行った。第4章では局所洗掘地形がその特徴にしたがってツノ状洗掘地形と逆円錐型洗掘地形およびこれらの地形の両方の特徴を備えた遷移洗掘地形の3種類に分類されることを示した。それぞれの地形では最大洗掘深発生位置がツノ状洗掘地形では円柱斜め後方、逆円錐

型洗掘地形では円柱前面にあらわれる、というようにこの最大洗掘深発生位置がそれぞれの洗掘地形で異なっていた。この結果から最大洗掘深発生位置を用いても局所洗掘地形の分類が可能であることを示した。そしてこの地形分類が底質砂の粒径にかかわらず K.C. 数のみでほぼ整理されることも示した。さらにこの局所洗掘地形や最大洗掘深発生位置を底面上の流れと対応させて議論した。つぎに第 5 章ではこの局所洗掘地形の発生から最終段階までの各段階での洗掘地形を測定し、この局所洗掘地形の時間変化について解析を行った。その結果どの局所洗掘地形においてもその洗掘地形はその発生段階から相似形を保って発達することが明らかにされた。特に各時間における最大洗掘深発生位置はこの局所洗掘地形の発達過程においてほとんど移動していなかった。また最大洗掘深の時間変化についても考察し、円柱直径などで無次元化された経過時間を用いることによってこの最大洗掘深の時間変化もほぼ統一的に表されることを示した。最後に第 6 章では直立円柱まわりの最終段階での局所洗掘地形の最大洗掘深である最終洗掘深について統計的に整理を行った。その結果底質砂の粒径に関係なく、この最終洗掘深と K.C. 数との間に明確な関係が見出された。これに対しシールズ数との間には明確な関係は見られなかった。本研究で行った実験は円柱近傍の底質砂のみが運動する条件下で行ったが、この条件において円柱ごく近傍の領域内のみでの最終洗掘深に着目すると、この最終洗掘深は砂運が発生している底面上での局所洗掘の最終洗掘深と同じ傾向を示した。したがって対象範囲を直立円柱ごく近傍の底面に限定すれば、波動場における直立円柱ごく近傍の最終洗掘深は底質砂の粒径やその底質砂の移動状態に関わらず、ほぼ K.C. 数で示されることを明らかにされた。以上のように第 4 章から第 6 章では工学的観点から直立円柱まわりの局所洗掘現象をその洗掘地形を中心に解析し、その諸特性を明らかにした。

目次

図一覧	iv
表一覧	vii
記号一覧	viii
1 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 既往の研究	2
1.2.1 河川構造物周辺部の局所洗掘	2
1.2.2 海洋海岸構造物周辺部の局所洗掘	5
1.3 本研究の目的と構成	8
2 円柱まわりの3次元流速分布の測定	11
2.1 緒論	11
2.2 移動床による局所洗掘実験	12
2.3 測定に用いた実験装置	15
2.3.1 個々の装置	15
2.3.2 空間流速分布自動計測システム	19
2.4 測定条件および測定方法	20
2.5 Case 1: 平面滑面底面上の流れ	22
2.5.1 円柱まわりの流速分布	22
2.5.2 円柱まわりの乱れ強度分布	42
2.5.3 円柱まわりの渦度分布	55
2.5.4 円柱まわりの流体運動の特徴	58
2.6 Case 2: 平面粗面底面上の流れ	58
2.6.1 円柱まわりの乱れ強度分布	60
2.6.2 円柱まわりの流速分布	60
2.6.3 円柱まわりの渦度分布	75
2.7 MASCON モデル	75

2.7.1	概要	77
2.7.2	適用方法	78
2.8	Case 3: 局所洗掘地形上の流れ	78
2.8.1	用いた底面地形	79
2.8.2	円柱まわりの流速分布	80
2.8.3	円柱まわりの渦度分布	80
2.9	結語	97
3	離散渦法による数値シミュレーション	99
3.1	緒論	99
3.2	3次元離散渦モデル	100
3.2.1	Vortex Segment Model	100
3.2.2	vortex segment の分裂	101
3.2.3	vortex segment の合体	102
3.2.4	vortex segment の減衰	102
3.2.5	vortex segment の消去	104
3.3	境界条件	104
3.3.1	底面境界条件	105
3.3.2	円柱表面境界条件	106
3.3.3	側方および上方境界の境界条件	107
3.4	計算条件	108
3.5	計算結果	109
3.5.1	計算結果	109
3.5.2	実験・計測結果との比較	113
3.6	結語	119
3.6.1	本研究で用いた離散渦法について	119
3.6.2	本章の結論	120
4	円柱まわりの局所洗掘地形の分類	121
4.1	緒論	121
4.2	測定に用いた実験装置	122
4.3	洗掘実験の実験条件	123
4.4	局所洗掘地形の種類	124
4.5	局所洗掘地形と最大洗掘深発生位置との関係	133
4.6	結語	135

5	局所洗掘地形の発達過程	137
5.1	緒論	137
5.2	実験装置および実験条件	138
5.3	局所洗掘地形の時間変化	138
5.4	最大洗掘深の時間変化	144
5.5	結語	146
6	最終洗掘深	147
6.1	緒論	147
6.2	実験装置および実験条件	147
6.3	K.C. 数と最終洗掘深	148
6.4	シールズ数と最終洗掘深	152
6.5	結語	152
7	結論	155
7.1	結論	155
7.1.1	直立円柱まわりの3次元空間流速分布の測定	155
7.1.2	3次元離散渦法による直立円柱まわりの流れの数値シミュレーション	156
7.1.3	円柱まわりの局所洗掘地形の分類	157
7.1.4	局所洗掘地形の発達過程	158
7.1.5	最終洗掘深	159
7.2	今後の課題	159
	参考文献	161

図一覽

1.1	一樣流中の直立円柱まわりに発生する馬蹄形渦	3
1.2	一樣流中の直立円柱まわりに発生する局所洗掘地形	3
1.3	対称面内の時間平均的な馬蹄形渦の概念図	4
1.4	馬蹄形渦の流線パターン	4
1.5	懸流面での剥離渦の様子	5
1.6	洗掘深の予測値と実測値	6
2.1	移動床洗掘実験に用いた底質砂の諸元	13
2.2	底質の初期移動限界	14
2.3	局所洗掘後の地形	16
2.4	円柱側面の局所洗掘の様子	16
2.5	実験に用いた造波水路の側面図	17
2.6	実験装置の設置図	18
2.7	制御系システムの構成図	19
2.8	入射波の波形と底面近傍での流速分布	20
2.9	直立円柱まわりの空間座標系	21
2.10	測定点の分布 ($x-y$ 水平面内)	21
2.11	$z = 1\text{mm}$, $x-y$ 水平面内の位相平均流速分布 (Case 1)	23
2.12	$z = 2\text{mm}$, $x-y$ 水平面内の位相平均流速分布 (Case 1)	27
2.13	$z = 6\text{mm}$, $x-y$ 水平面内の位相平均流速分布 (Case 1)	31
2.14	$z = 22\text{mm}$, $x-y$ 水平面内の位相平均流速分布 (Case 1)	35
2.15	$x = -12\text{mm}$, $y-z$ 鉛直断面内の位相平均流速分布 (Case 1)	40
2.16	$x = -28\text{mm}$, $y-z$ 鉛直断面内の位相平均流速分布 (Case 1)	42
2.17	$y = 19.2\text{mm}$, $z-x$ 鉛直断面内の位相平均流速分布 (Case 1)	42
2.18	$y = 0.0\text{mm}$, $z-x$ 鉛直面 (対称面) 内の位相平均流速分布 (Case 1)	43
2.19	$y = 33.6\text{mm}$, $z-x$ 鉛直断面内の位相平均流速分布 (Case 1)	47
2.20	$z = 1\text{mm}$, $\theta = 0$ における乱れ強度分布 (Case 1)	49
2.21	$z = 1\text{mm}$, $x-y$ 水平面内の乱れ強度分布 (Case 1)	50
2.22	各 z における $x-y$ 水平面内の乱れ強度分布 (Case 1)	54

2.23	$x = -12\text{mm}$, $y-z$ 鉛直断面内の乱れ強度分布 (Case 1)	55
2.24	円柱岸側に剥離渦が発生した位相の3次元渦度ベクトルの分布 (Case 1)	56
2.25	円柱沖側に剥離渦が発生した位相の3次元渦度ベクトルの分布 (Case 1)	57
2.26	最大流速 q_{max} の分布 ($z = 2\text{mm}$)	59
2.27	時間平均流速 \bar{q} の分布 ($z = 2\text{mm}$)	59
2.28	流速の定常流成分の分布 ($z = 2\text{mm}$)	59
2.29	流速 u の位相差の分布 ($z = 2\text{mm}$)	59
2.30	位相 $\theta = 0$ における各 $x-y$ 水平面内の乱れ強度分布 (Case 2)	61
2.31	位相 $\theta = 12\pi/8$, $z = 4\text{mm}$, $x-y$ 水平面内の乱れ強度分布 (Case 2)	63
2.32	位相 $\theta = 12\pi/8$ における $y-z$ 鉛直断面内の乱れ強度分布 (Case 2)	63
2.33	位相 $\theta = 12\pi/8$ における $z-x$ 鉛直断面内の乱れ強度分布 (Case 2)	64
2.34	$z = 4\text{mm}$ における $x-y$ 水平面内の乱れ強度分布 (Case 2)	65
2.35	$z = 4\text{mm}$ における $x-y$ 水平面内の流速分布 (Case 2)	65
2.36	$z = 1\text{mm}$, $x-y$ 水平面内の位相平均流速分布 (Case 2)	66
2.37	位相 $\theta = 0\pi/8$ における各 $x-y$ 水平面内の位相平均流速分布 (Case 2)	70
2.38	位相 $\theta = 0$ における各 $y-z$ 鉛直断面内の位相平均流速分布 (Case 2)	73
2.39	対称面 ($y = 0\text{mm}$, $z-x$ 鉛直面) 内の位相平均流速分布 (Case 2)	74
2.40	位相 $\theta = 12\pi/8$ における $y-z$ 鉛直断面内の位相平均流速分布 (Case 2)	75
2.41	円柱沖側に剥離渦が発生した位相の3次元渦度ベクトルの分布 (Case 2)	76
2.42	流速分布測定 Case 3 で用いた局所洗掘地形模型の地形	79
2.43	位相 $\theta = 0$ における各 $x-y$ 水平面内の位相平均流速分布 (Case 3)	81
2.44	位相 $\theta = 2\pi/8$ における各 $x-y$ 水平面内の位相平均流速分布 (Case 3)	84
2.45	位相 $\theta = -3\pi/8$ における各 $x-y$ 水平面内の位相平均流速分布 (Case 3)	86
2.46	位相 $\theta = 2\pi/8$ における各 $z-x$ 鉛直面内の位相平均流速分布 (Case 3)	88
2.47	位相 $\theta = 3\pi/8$ における各 $z-x$ 鉛直面内の位相平均流速分布 (Case 3)	90
2.48	$y = 19.6\text{mm}$ の $z-x$ 鉛直面内の位相平均流速分布 (Case 3)	92
2.49	3次元渦度ベクトルの分布 (Case 3)	94
2.50	円柱背後の剥離渦の3次元渦構造 (Case 3)	96
3.1	vortex segment の概念図	101
3.2	離散渦の循環減衰特性	104
3.3	数値シミュレーション対象領域	105
3.4	平坦な底面における vortex segment の鏡像	105
3.5	固体境界面上で新たに発生させる vortex segment	106
3.6	円柱表面上に配置する束縛渦	107
3.7	入射波の波形 η と底面流速波速比 u_b/c	108
3.8	波の峰通過直後の vortex segment の分布 ($\theta = \pi/4$)	110

3.9	波の峰通過直後の流速分布 ($\theta = \pi/4$)	111
3.10	縦渦の生成・発達の様子	112
3.11	位相 $\theta = 20\pi/16$ での vortex segment の分布と流速分布	114
3.12	波の峰通過後の流況 ($\theta = 7\pi/16$)	115
3.13	位相 $\theta = 4\pi/16$ での vortex segment の分布と流速分布	117
4.1	実験に用いた造波水路の側面図	122
4.2	局所洗掘地形の種類	130
4.3	K.C. 数による局所洗掘形状の分類	131
4.4	可視化された円柱まわりの流れの様子	132
4.5	最大洗掘深発生位置の分布	134
5.1	局所洗掘地形の時間変化 (K.C. 数=9.0, ツノ状洗掘地形)	139
5.2	局所洗掘地形の時間変化 (K.C. 数=11.0, 遷移洗掘地形)	140
5.3	局所洗掘地形の時間変化 (K.C. 数=30.9, 逆円錐型洗掘地形)	141
5.4	最大洗掘深発生位置の時間変動	143
5.5	最大洗掘深の時間変化	145
5.6	最大洗掘深の時間変化 (無次元化時間表示)	145
6.1	最終洗掘深と K.C. 数との関係	149
6.2	円柱近傍に発生した最終洗掘深と K.C. 数との関係	150
6.3	底面境界層外縁での流速振幅, 底質砂の中央粒径とシールズ数との関係	151
6.4	最終洗掘深とシールズ数との関係	153

表一覽

1.1 波動場における円柱周辺の後流渦パターン	7
1.2 剥離渦のパターンと局所洗掘の種類の関係	8
2.1 入射波の条件	13
3.1 数値シミュレーションの計算条件	109
4.1 実験に用いた砂の物理特性	123
4.2 実験の諸条件と最大洗掘深 (豊浦標準砂)	125
4.3 実験の諸条件と最大洗掘深 (豊海海岸)	126
4.4 実験の諸条件と最大洗掘深 (葛張の浜)	127
4.5 実験の諸条件と最大洗掘深 (米須海岸)	128
4.6 実験の諸条件と最大洗掘深 (大洗海岸)	129
5.1 実験の諸条件と最大洗掘深	138

記号一覧

c	波の位相速度
D	円柱直径
d_{50}	底質材料の中央粒径
E	MASCON モデルでの汎関数
f_w	Jonsson の波による摩擦係数 (Jonsson, 1966)
H	波高
h	水深
k	Nikuradse の粗度係数
K	Vortex Segment Model の循環減衰係数
K.C.	Keulegan - Carpenter 数
l	混合距離
n	境界面に鉛直外向きの座標軸
n_{bound}	境界面と座標軸 n との交点の座標
\mathbf{n}	測定対象領域の境界面上における境界面の放線外向きの単位ベクトル
q	位相平均流速の絶対値 ($= \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2}$)
\bar{q}	q の時間平均値
q_{max}	q の最大値
\mathbf{r}_0	vortex segment の中心の位置ベクトル ($= \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2$)/2)
$\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$	vortex segment の両端の位置ベクトル
r_c	vortex segment の渦核半径
Re	Reynolds 数
$\mathbf{r}_{i1}, \mathbf{r}_{i2}$	i 番目の vortex segment の端点
S	最終 (最大) 洗掘深
S	任意の曲面の一部 (積分範囲)

- s vortex segment の軸に沿う座標ベクトル
 s 底質材料の水中での比重 ($= (\rho_s - \rho_w) / \rho_w$)
 S_f 時間発展中の最大洗掘深
 S_s 底質の性質を表すパラメーター (Madsen and Grant, 1976)
 T 波の周期, 波動場主流の周期
 t 経過時間
 $t(s)$ 点 x での渦度の単位方向ベクトル
 U 代表流速
 U_{max} 波動場主流の最大流速
 U_0 vortex segment 以外からの誘導速度
 u 流速の岸沖方向 (x 方向) 成分
 \bar{u} u の位相平均流速成分
 u' u の乱れ成分
 u_b 底面上境界層外縁での流速
 \hat{u}_b 底面境界層外縁の流速振幅
 u_{b-max} 底面境界層外縁の最大流速
 u_{i1}, u_{i2} 端点 r_{i1}, r_{i2} に作用する全誘導速度
 u_j j 番目の vortex segment による誘導速度
 u_n u_s の境界面に垂直な成分
 u_s 境界面上のチェック点での誘導速度
 u_t u_s の境界面に沿う成分
 $u(x)$ 点 x での1つの vortex segment による誘導速度
 u_0 MASCON モデルでの推定値 (u の初期値)
 $\overline{u'u'}$ 乱れ強度 $u'u'$ の位相平均値
 $-\overline{u'u'}$ 乱れ強度 $-u'u'$ の位相平均値
 V 測定対象領域 (MASCON モデルでの積分範囲)
 v 流速の沿岸方向 (y 方向) 成分
 \bar{v} v の位相平均流速成分
 v' v の乱れ成分
 v_0 MASCON モデルでの推定値 (v の初期値)

w	流速の鉛直方向 (z 方向) 成分
\bar{w}	w の位相平均流速成分
w'	w の乱れ成分
$\overline{w'w'}$	乱れ強度 ($w'w'$) の位相平均値
w_0	MASCON モデルでの推定値 (w の初期値)
\mathbf{x}	空間上の任意の点の位置ベクトル (Vortex Segment Method)
x	測定領域・計算領域の岸沖方向座標
y	測定領域・計算領域の沿岸方向座標
z	測定領域・計算領域の鉛直方向座標
α	Vortex Segment Model の循環減衰のための実験定数 (中村ら, 1988)
α_{meas}	MASCON モデルでの測定された流速成分に対する重み
α_{nomeas}	MASCON モデルでの測定されていない流速成分に対する重み
α_x	MASCON モデルでの x 成分の重み
α_y	MASCON モデルでの y 成分の重み
α_z	MASCON モデルでの z 成分の重み
δ^*	境界層排除厚
Γ	vortex segment の循環
Γ_0	vortex segment の初期循環
ϵ	渦動粘性係数
ν	動粘性係数
ρ_s	底質材料の密度
ρ_w	水の密度
μ	Vortex Segment Model において vortex segment の渦核を表す関数
λ	レーザ・ビームの波長
λ	MASCON モデルでの Lagrange 未定乗数
λ	任意の曲面の一部 (S) の境界に沿う位置ベクトル
θ	波の位相
η	水位
ω	3次元渦度ベクトル
ω_z	渦度ベクトルの z 方向成分

- Ψ_m シールズ数
 Ψ_c 底質の初期移動限界シールズ数

第1章

序論

1.1 はじめに

四方を海で囲まれたわが国、日本は古代より海と深い関わりを持っている。しかし、それらは主として“漁”をはじめとする必要生活物資の供給源、あるいは物資の輸送手段という2つが大きなウェイトを占めていた。沿岸部には多くの町が発達し、その中心に港が位置していた。人々は漁や交易のための港湾施設を設置・整備し、そして、台風や高潮などしばしば訪れる災害に対処するように、それぞれの港を構築し、発展させていった。港は人々の生活において必要不可欠な要素であった。

ところがごく近年、沿岸域が“ウォーターフロント”としてわかに脚光を浴びてからは、これら従来からの港湾機能に加えて特に最近ではレクリエーションあるいは海洋エネルギー供給などの新たな機能が要求されるようになった。これにともない、海洋海岸構造物もこれらの要求に答えるべく多種多様なものが数多く建設されるようになった。例えば波浪制御構造物1つ取ってみても、近年この種の構造物に求められているのは従来のような防災機能だけではなく、景観上の美しさや観水機能、波浪エネルギーの高効率利用等の利水機能などさまざまである。そして現在では潜堤をはじめスリット型構造物、没水平板、フレキシブルマウントなどが提案・計画・建設されている。

このようなウォーターフロントを意識した構造物ではその景観や多機能性に目が行きがちではあるが、土木構造物である以上、その構造物の安全性・安定性は計画・設計の基礎となる重要なファクターである。しかし構造物に作用する波力、周辺部に発生する局所洗掘、部材の腐食や生物の付着など、現在の海洋海岸構造物の安全性・安定性を論ずる上で考えなければならない様々な問題はまだ山積み状態である。これらの問題は波動場の条件、底質の種類、立地条件などさまざまな支配要素をもち、さらにそれらの要素が複雑に絡み合っているため、その対処も決して容易ではない。

このうち、構造物周辺部に発生する局所洗掘は構造物の基礎そのものの安定性に関わる現象である。実際に、Posey (1970) はメキシコ湾 Padre 島沖の石油掘削プラットフォーム周辺域に大規模な局所洗掘が発生し、プラットフォームが不安定になっていると報告している。また駿河

湾においても、海洋技術総合研究施設周辺部では局所洗掘が半径約100mの範囲で発生し、最大洗掘深も1.47m～1.75mにおよんでいることが報告されている(宇多ら, 1987)。

この局所洗掘現象は構造物の形状や底質の種類、波や流れの様子などにより様々な洗掘形状を示す。一口に海洋海岸構造物といっても防波堤のような2次元的な構造物から、石油掘削用プラットフォームなど有脚式の構造物まで様々であり、したがってこれらの構造物周辺に見られる局所洗掘もそれぞれこの現象のメカニズムから異なっている。さらに相似形をした海洋構造物であってもその規模によっても現象の支配的要因は異なってくる。一方、海岸などでの底質は一般にほぼ均一な粒径ではあるが、その粒径により粒子の沈降速度や限界掃流力などが異なり最終的な洗掘の形状や洗掘深に対してきわめて重要な支配的要因の1つとなってくる。さらに、これが工学上対象となる現地海岸では、外力である波や流れが刻一刻と変化する自然条件に追従して絶えず変化しているだけではなく、局所洗掘された地形そのものがその構造物周辺の流体運動に影響を及ぼしている。この場合、徐々に進む局所洗掘の地形変化によって、その局所洗掘を規定する流体運動そのものも変化している、という様に局所洗掘地形とそのまわりの流体運動との間で複雑な相互関係が成り立っている。

このように局所洗掘現象は構造物の安全性を考える上で避けては通れない問題であるが、この現象自体様々な支配的要因を持つ複雑な現象である。

1.2 既往の研究

構造物周辺域にみられる局所洗掘は海洋海岸構造物周辺部だけではなく、河川構造物周辺部でも発生しており、これらの構造物の安全面から大きな問題となっている。これら構造物の中でも特に直立円柱は構造物あるいは構造物中の部材として海洋海岸構造物の脚の部分に、また河川構造物では橋脚などに数多く用いられている。

河川構造物周辺部にみられる局所洗掘は海洋海岸構造物まわりの局所洗掘と共通した点を多く含んでおり、これら2つの現象を比較する価値も十分見いだせる。そこで、ここでは河川構造物周辺部の局所洗掘に関する研究も含め既往の研究をまとめる。

1.2.1 河川構造物周辺部の局所洗掘

河川工学の歴史は長く、局所洗掘についても数多くの研究・解析が行われている。直立円柱に代表される河川構造物の周辺部でみられる局所洗掘現象については、円柱周辺部に発生する馬蹄形渦(図1.1)によって円柱前面で最大洗掘深を示す(図1.2)ことがすでに知られている(中川・鈴木, 1974)。この馬蹄形渦に関して宇民(1969, 1972, 1973, 1974, 1976)は、可視化法を用いてその渦の渦軸の位置や流況を詳細に調べ、さらにこの結果に基づいた円柱前面流況モデルを提案している。それによると流れの対称面内の流線の時間平均的な形状は図1.3により概念的に示される様ないくつかの渦により構成される。これらの渦は強さも規模も他の渦より卓越している時計まわりの渦A1と、小さく弱くかつ不安定な時計まわりの渦B1,C1と反時計まわりの渦A2,B2である。

一方、Baker (1978) はスモーク・ワイヤーを用いた可視化法で、Reynolds 数 $Re = U \cdot D/\nu$ (U :流速, D :円柱径, ν :動粘性係数) と、円柱径と境界層排除厚 δ^* との比 D/δ^* により、この馬蹄形渦を図 1.4 の様に 3 種類の渦パターンに分類し、それらの個々の渦の挙動を追っている。

またこの馬蹄形渦の強さや流速分布などについては、Shen *et al* (1969)、吉川ら (1971)、宇民 (1976) などの研究により、定量的に評価されている。

一方、中川・鈴木 (1971, 1974) や鈴木 (1978) は解析的に河川中の直立円柱まわりの流れを導いている (図 1.1)。これにより、円柱周辺部に見られる二次流は、もともと主流が対数流速分布をしているために持っていた河川の幅方向に軸を持つ渦糸が、円柱によってその分布に変

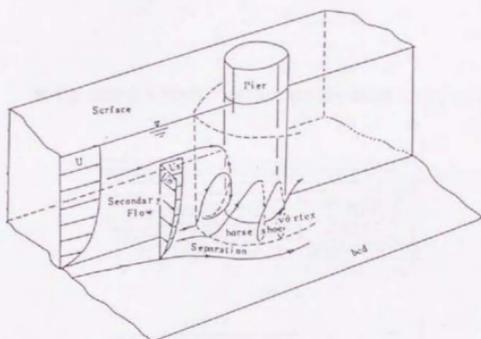


図 1.1: 一様流中の直立円柱まわりに発生する馬蹄形渦 (鈴木, 1978)

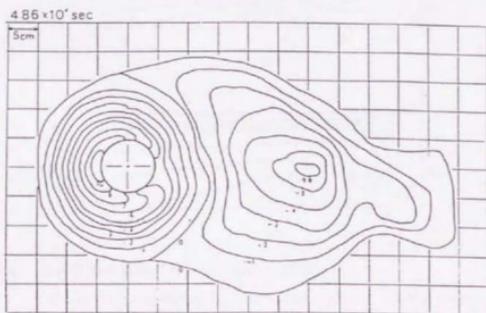


図 1.2: 一様流中の直立円柱まわりに発生する局所洗掘地形 (中川・鈴木, 1974)

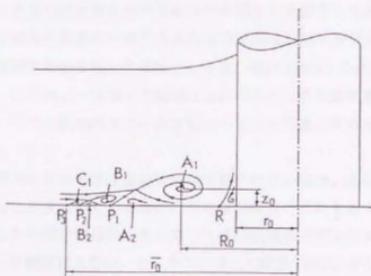


図 1.3: 対称面内の時間平均的な馬蹄形渦の概念図 (宇民, 1976)

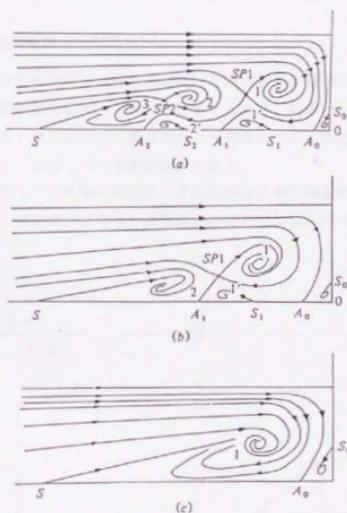


図 1.4: 馬蹄形渦の流線パターン (Baker, 1978)

(a) Six vortex system; (b) four vortex system; (c) two vortex system.

S: separation line; A: attachment line; SP: stagnation point.

この剥離渦は特に円柱に作用する流体力を算定する上で重要なファクターとなる。最近では、主流の最大流速 U_{max} と周期 T 、円柱径 D で表わされる無次元数 Keulegan-Carpenter 数 $K.C. = U_{max} \cdot T / D$ を用いて、円柱後方にできる剥離渦のパターンを分類しようとする試みが、橋本・中村 (1977) や岩垣・石田 (1975)、沢本・菊池 (1979) などにより行われている。その結果は表 1.1 のようにまとめられる (ただし、沢本・菊池の研究のみ波動場中の水平円柱を対象にしている)。そして Williamson (1985)、沢本・南 (1989) などは可視化法により円柱からの剥離渦の挙動を詳細に追っている。

直立円柱まわりの局所洗掘現象においてもこの $K.C.$ 数は現象を表す重要なファクターの 1 つであり、この値を目安に大口径・小口径の分類ができる。

$K.C.$ 数が小さい場合の流れ、すなわち大口径直立円柱まわりの流れは、円柱からの剥離がないため MaeCamy and Fuchs (1954) によって示されたようにポテンシャルを仮定して波動場を解析的に求めることができる。齊藤ら (1988) はこの解析解を用い大口径直立円柱まわりの波動場を求め、さらにシールズ数にもとづいた漂砂量算定式を適用してこの円柱まわりの局所洗掘地形の予測を試みている。彼らの示した地形変化予測モデルはその予測の可能性は見られるものの、最大洗掘深などまだ検討の余地がある。大口径直立円柱まわりの局所洗掘実験では、ある程度水深を得るためや直立円柱からの反射波や回折波などが水槽内で多重反射してしまうのを防ぐために大規模な実験装置を必要とするが、近年では Rance (1980)、東江・勝井 (1985)、増岡ら (1986) によって行われ、波動場と底質の移動形態との関係が定性的に得られている。

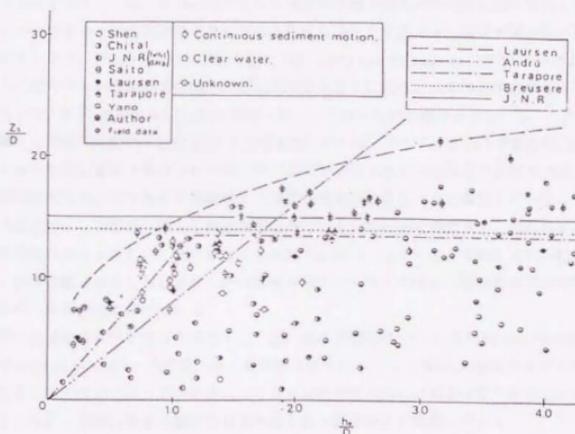


図 1.6: 洗掘深の予測値と実測値 (中川・鈴木, 1974)

表 1.1: 波動場における円柱周辺の後流渦パターン (岩垣ら, 1982)

渦パターン	論 要	橋本・中村 ¹⁾	岩垣・石田 ²⁾	沢本・斎藤 ³⁾
V-1	葉中渦の発生なし	$K.C. < 3$	$K.C. < 2$ 1) 発生なし 葉中渦なし $2 < K.C. < 5$, $Re > 2000$ 2) 発生あり 葉中渦なし	$K.C. = 2.9$ 2) 発生あり 葉中渦なし
V-2	1対の対称渦	$3 < K.C. < 8$	$2 < K.C. < 7.5$	$4 < K.C. < 5$ $5 < K.C. < 8$ 3) 対称性くずれや、ない
V-3	1対の非対称渦	$8 < K.C. < 13$	$7.5 < K.C. < 15$ $15 < K.C. < 19$ 非対称性強	$8 < K.C. < 16$
V-4	第3の渦の発生	$13 < K.C. < 20$ 非対称性弱 $20 < K.C. < 26$ 非対称性強	$19 < K.C.$	$16 < K.C. < 22$
V-5	カルマン渦に近い	$26 < K.C.$	カルマン渦に近い	$22 < K.C. < 30$ 第3の渦も離脱 $30 < K.C.$ カルマン渦に近い

これに対して小径円柱はそのまわりの流れに剥離を伴うため流速場や局所洗掘現象はさらに複雑になる。近藤・栗津 (1978, 1979) はアクリルの底面上の流速分布をトレーサや熱線流速計を用いて求めている。その結果では円柱側面での縮流の効果が明確に捉えられているが、底面上のみであるため剥離渦を含む流れの全体像は得られておらず、局所洗掘地形の影響も考慮されていない。西沢ら (1987, 1988, 1989, Nishizawa and Sawamoto, 1988) の一連の研究では、この円柱からの剥離渦が波動場中の直立円柱のまわりに見られる局所洗掘現象の支配要因であるとして、K.C. 数が $0.9 \sim 12.0$ の範囲において円柱からの剥離渦を可視化し、この K.C. 数を指標として局所洗掘地形を表 1.2 のように分類している。そして、彼らの実験条件の場合では馬蹄形渦の存在は認められなかったため、河川工学の分野でみられる馬蹄形渦特有の逆円錐形をした局所洗掘地形と同じ地形が波動場では馬蹄形渦なしに得られると報告している。しかしこれらの研究では、剥離渦に関して詳細な研究を行っているにもかかわらず、流れの3次元構造や局所洗掘地形上の流れについてはなにもふれていない、もっともこの様に直立円柱まわりの流れと局所洗掘現象とを対応させた研究自体が少なく、多くの場合入射波や底質の条件と局所洗掘地形とを直接対応させている。

局所洗掘を定量的に扱った研究としては、最大洗掘深についての Well and Sorensen (1970) や Sumer *et al.* (1992) の研究、波・流れ共存場での水口ら (1985) の研究があげられる。このうち水口らの研究では、底面流速などにより局所洗掘地形の分類が可能であることを示しているが、それと同時に現象の縮尺効果を考慮する必要があると警告している。

小径円柱まわりの局所洗掘予測モデルは波・流れ共存場を対象に柴山ら (1987) や土屋ら (1987) によって提案されている。柴山らは円柱背後の剥離渦をランキン渦で表し、これに Shen

表 1.2: 剥離渦のパターンと局所洗掘の種類の関係 (Nishizawa and Sawamoto, 1989)

Vortex Pattern	K.C. number	Scour Type
V-1	no vortex	$0.9 < K.C. < 3.2$ horn-shaped scour
V-2	a pair of symetric vortices	$5.3 < K.C. < 7.4$ horn-shaped scour cone-shaped scour
V-3	a pair of asymmetric vortices	$7.7 < K.C. < 12.0$ cone-shaped scour

(1971)の馬蹄形渦モデルを重ねて円柱まわりの流体運動をモデル化し、Brown (1950)の局所掃流濃砂量算定式をもちて局所洗掘地形の予測を試みている。一方、土屋も円柱からの剥離渦をランキン渦と考え、局所洗掘地形での濃砂の舞上がり量を評価することにより、静的洗掘深の時間的変化や最終洗掘深の予測モデルを構築している。このように提案された2つのモデルがともに波・流れ共存場を対象にしているのは、波動場より波・流れ共存場の方が局所洗掘が著しいという工学的理由もあるが、流れがあることにより河川工学での局所洗掘モデルと同様のアプローチが可能であることもその一因となっていると想像できる。ただし、これらのモデルはまだ十分な精度を持っているとは言い難い。

K.C.数が十分大きい場合には直立円柱まわりに馬蹄形渦が発生し局所洗掘が促進される。この場合の直立円柱まわりの流れは一樣流のものに似た様相を示す。したがってこの場合には河川工学における局所洗掘とほぼ同様の議論ができる。そして河川工学での局所洗掘深の予測式を何らかの形で適用することも考えられる。

局所洗掘に最も寄与するのが馬蹄形渦であり、この馬蹄形渦は河川のような主流自体に高度を含む流れの中に発生するので、波動場では河川内ほど馬蹄形渦の発生は期待できない。したがって海洋海岸域では河川内ほどの局所洗掘は生じないので、河川内での局所洗掘の予測式をそのまま海洋海岸構造物に適用すればよい、とする意見もあるが、工学的見地から議論の分かれるところであると思われる。

1.3 本研究の目的と構成

海洋海岸構造物の周辺域に発生する局所洗掘は構造物の安全性に関わる工学上重要な問題であり、従来より数多くの研究が行われている。しかしこれらの研究の多くは、与えられる流況などの条件とその結果として得られた局所洗掘地形との関係を直接扱ったものが多く、局所洗

掘現象のメカニズムそのものについて議論している研究は少ない。しかし、このような解析方法では局所洗掘現象の一般的性質を明らかにするのは困難である。この局所洗掘現象を統一的に解明・予測するには、従来ブラック・ボックス的に扱われがちであったこの現象のメカニズムを解明する必要がある。そこで本研究では、波動場における比較的小口径の直立円柱を対象とし、そのまわりに生ずる局所洗掘現象のメカニズムを解明するための一段階として円柱周辺部の流体運動の特徴の解明を試みる。そして、その結果を踏まえたうえで、移動床における直立円柱を対象とした局所洗掘実験を行い、その局所洗掘現象を流れと関連付けながら解析を行う。流れの解析には室内実験と数値シミュレーションの2つの方法をもちいる。また、移動床の局所洗掘実験では、局所洗掘地形、洗掘地形の発達、最終洗掘深に着目して解析を行う。

第2章では室内実験により直立円柱まわり底面近傍の流れの3次元流速場について述べる。流速分布の測定では従来対象とされている平面滑面の底面だけではなく、平面粗面、さらには局所洗掘地形上の3次元空間流速分布の測定・解析を行っている。この測定により得られた流速分布、乱れ強度分布などから波動場における小口径の直立円柱まわりの流体運動の特徴を明らかにする。

第3章では3次元の離散渦法による数値シミュレーションによりこの波動場直立円柱まわりの流れの再現を試みる。局所洗掘現象のメカニズムを解明するには数多くの条件のもとでその流体運動をとらえる必要がある。しかし第2章で示す測定は膨大な時間と多大の労力とを必要とし、条件をさまざまに変えて行うことは非現実的である。そこでこの実験・測定に代わりうる数値計算モデルの構築とその可能性について主に論じる。ここで用いる離散渦法は、2次元の場合には簡便で、かつ定性的に流体運動を再現でき、さらにその物理機構も容易に理解できるためさまざまな流れの解析に用いられている。本研究で対象としている直立円柱まわり底面近傍の流れは3次元の流れであるため、この2次元離散渦法を3次元に拡張した数値シミュレーションモデルを用いて流れの解析を行う。

第4章では室内実験において波動場での直立円柱まわりの局所洗掘実験を行い、発生する局所洗掘地形について議論する。局所洗掘地形は最大洗掘深の発生位置を予測する上でも、また局所洗掘のメカニズムを明らかにするために必要な円柱近傍底面上の流れを考察する上でも有効なものである。ここでは、実験で得られた局所洗掘地形の特徴を明らかにするとともに、第2章や第3章で得られた結果を踏まえ、この局所洗掘に関わる流れをその底面地形より議論する。

第5章では第4章に引き続き、室内実験によって波動場での直立円柱まわりの局所洗掘の発達過程の解析を試みる。従来では局所洗掘に関しては最終洗掘深やその発生点など、主に局所洗掘の最終洗掘状態が議論されている。しかしこの局所洗掘の発達過程に関する解析は、発達段階での局所洗掘地形やその特徴を捉える上で必要であり、さらに底面上の流れの特性を議論する上でも有効である。ここではさらに、第2章で明らかにされた局所洗掘地形による底面上の流れの変形が洗掘地形にどのように影響を与えているかについても議論する。

第6章では第4章および第5章の室内実験で得られた最終洗掘深に関する結果を整理し、この最終洗掘深について定量的に解析を行う。最終洗掘深とその発生地点は工学的、構造物の安定などを考える上で極めて重要な要素である。ここでは測定された最終洗掘深の結果を幾つかの

無次元パラメーターで整理し、この最終洗滌深と無次元パラメーターの関係を導く。

第 2 章

円柱まわりの 3 次元流速分布の測定

2.1 緒 論

波動場における直立円柱まわりの局所洗掘の物理機構をとらえるために、実際の円柱まわりの流れを詳細に計測しその特徴の解明を試みた。測定は実験室において行い、規則波作用下における直立円柱まわりの流れを 3 次元空間的な測定によってとらえた。物体まわりの流れを 3 次元空間的にかつ詳細にとらえる試みは、定常流下における異型断面をもつ柱体の底板近傍に発生した馬蹄形渦を対象に Menna and Pierce (1988), Pierce and Menna (1988) が行い、その時間平均的な渦構造や乱れ強度の空間分布について報告している。本測定でもほぼ同様の手法を用いているが、海岸・沿岸域で見られる現象を前提としているため、以下の 2 点において Menna and Pierce と大きく異なる。

1. 波動場における流体運動を対象とした。

本測定では波動場という非定常流体運動場を対象に、直立円柱まわりの流れの空間流速分布の測定を行った。流れの特徴をとらえる上で、その時間平均的な流況を把握することは重要である。しかし本測定のように非定常現象を対象とした場合、流れの特徴となる局所的、単発的に発生する現象を不明瞭にすることなく流れの平均像をとらえるためには何らかの工夫が必要である。そこで本研究では波作用下での直立円柱まわりの流れという非定常現象でも周期的再現性の高い条件を選び、測定によって得られた流速分布時系列データを位相平均することによって各位相における 3 次元空間平均流速分布を得た。

2. 平らな底面だけでなく、局所洗掘地形上での 3 次元空間流速分布も測定対象とした。

海岸・沿岸域構造物は砂や粘土などの底質の上に建設されていることが多い。これらの底質は海水の運動により自ら変形して複雑な海底地形を形成する。直立円柱まわりの流れを例に取れば、その流れは円柱によって形成される流れだけではなく、この流れに底面の凹凸によって生じる流れが干渉して複雑な流況を呈する。したがって、円柱によって形成される流れの特徴をとらえることは勿論必要であるが、実際の海岸・沿岸域を対象とした場合、海底面の凹凸による流れの作用も考慮にいれるべき重要な要素となる。

以上の事柄を考慮にいれて、本測定は次に述べる手順で進める。

3次元空間流速分布の測定に先立ち、まず移動床における直立円柱まわりの局所洗濯実験を行う。この移動床実験の目的は2つある、1つは直立円柱まわりの流れが高い周期的再現性を示す場合の入射波などの諸条件を選び出すこと、もう1つは洗濯地形上での流速分布測定時にもちいる局所洗濯地形の模型を作成するための洗濯地形データを得ることである。この移動床実験のつぎに移動床実験で決定された各種の条件のもとで直立円柱まわりの3次元空間流速分布の測定を行う。対象とした底面は、平坦な滑面、移動床実験で用いた砂で粗度をつけた平面、移動床実験で得られた洗濯地形をもとに作成した局所洗濯地形模型、の3種類である。平坦な滑面を底面として用いた測定では、円柱からの剥離渦など円柱の存在によって形成される流れの特徴をとらえる。そして砂で粗度をつけた平面を用いた実験では、底面の粗度が流れにどのような作用を示すかを調べる。さらに局所洗濯地形の模型を用いた実験では、底面の凹凸が円柱まわりの流れに及ぼす影響を明らかにする。

測定では空間的に分布する測定点で流速を測定し空間流速分布を得ているが、個々の測定点では、測定装置の制約上、2成分の流速しか測定できない。そこでここでは、連続式あるいは後述の MASCON モデルを用いて残りの1成分の流速を推定した。

これにより3次元の空間流速分布を得ている。

2.2 移動床による局所洗濯実験

波動場における直立円柱まわりの3次元空間流速分布の測定に先立ち、まず移動床による局所洗濯実験を行った。この実験はすでに述べたとおり、流速分布測定時の諸条件の決定、局所洗濯地形の模型のための地形測定データの取得、を目的としている。

実験は全長23.5m、高さ1.0m、幅0.8mの造波水路を用いて行った。この水路には任意波形の波が造波できかつ水槽岸側からの反射波を吸収できる機能を備えた吸収式造波装置が備え付けられている。この造波装置の詳細は次節で述べる。

まず、波動場の条件を決定するにあたっては、前述のとおり、直立円柱まわりの流況が高い周期的再現性を示すよう注意する必要がある。ところで、直立円柱まわりの流れで特徴的な流体運動は円柱からの剥離渦である。この剥離渦はK.C.数が小さいときには発生しないが、K.C.数がある程度の値をもつとその剥離渦は1対の対称な渦対を形成し、さらにK.C.数が大きくなるとカルマン渦と同様な逆対称の渦列を形成する(表1.1)。K.C.数が大きいとき、すなわち逆対称な渦列が円柱からの剥離渦として発生した場合、この円柱まわりの流れの周期的再現性はそれほど高くないと想像される。そこで本測定では、円柱からの剥離渦の周期的再現性が高いと予想される、剥離渦が1対の渦対を形成する流況となるように条件を決定する。ここで、表1.1によれば、K.C.数がほぼ3から7.5程度であれば、円柱からの剥離渦が1対の渦対を形成することがわかる。そこで本測定においてもこのK.C.数の範囲内で実験条件を決定する。

また、移動床洗濯実験の底質としては砂を用いた。ところで、本実験のような室内実験では、水口ら(1985)が指摘しているように、現地との相似性において問題が生ずる。ここでは、と

表 2.1: 入射波の条件

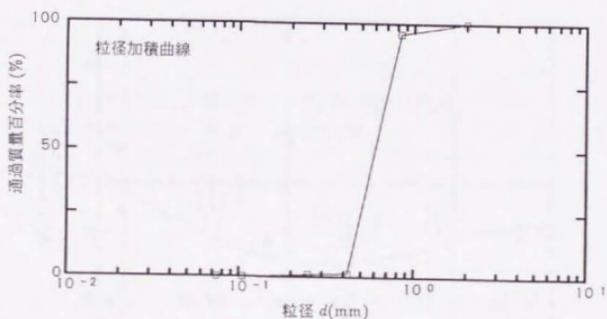
水深 h	100mm
周期 T	1.5s
波高 H	38mm
Ursell 数	83.8

くに局所洗掘と砂運との規模の違いに着目し、局所洗掘のみが発生する実験条件を選ぶこととした。

以上の事を考慮しながら、4種類の砂を用いて移動床による局所洗掘実験を行った。その結果、図 2.1 に示す中央粒径 $d_{50} = 0.6\text{mm}$ のほぼ均一な粒径の砂を用い、表 2.1 の波動場条件の下に行った直径 $D = 48\text{mm}$ の直立円柱まわりの局所洗掘実験の結果が上記の条件を満足していた。

「2.4 測定条件および測定方法」でその詳細を示すが、直立円柱のない水平滑面底面上で表 2.1 の波を作用させたときの底面近傍の実測流速分布は図 2.8 となり、その最大流速 $u_{b\text{-max}}$ は 167mm/s であった。この $u_{b\text{-max}}$ より K.C. 数は

$$K.C. = \frac{u_{b\text{-max}} \cdot T}{D} = 5.2 \quad (2.1)$$



中央粒径 d_{50}	0.6mm
密度 ρ_s	2.68g/cm^3

図 2.1: 移動床洗掘実験に用いた底質砂の諸元

は、底質が移動を開始することもある。この結果は底面全面での砂礫の発生を抑え、直立円柱まわりの局所洗掘のみを発生させる条件を満たしていることを示している。

実際に400波作用させた後の局所洗掘地形を図2.3, 2.4に示す。このように、円柱ごく近傍では波の入射方向に対して斜め前方では大きく洗掘されているが、斜め後方では逆に堆積域が岸側に長く延びている。この洗掘地形は西沢・沢本(1986)の分類によれば堆積型の局所洗掘である。

2.3 測定に用いた実験装置

本測定では直立円柱のまわりに分布している数多くの測定点で精度良く流速を測定するために、レーザー・ドップラー流速計をベースにした自動計測システムを構築し、このシステムを用いて直立円柱まわりの3次元空間流速分布の計測を行った。ただし、1台のレーザー・ドップラー流速計では同時に空間的に離れた数点の流速を測定することは不可能である。もし、数多くの測定点での流速を同時に測定しようとするならば、その測定点の数だけレーザー・ドップラー流速計が必要となる。これは実際問題不可能である。そこで本研究では対象としている流れが高い周期的再現性をもっていることを利用して、3次元空間流速分布の測定を行った。すなわちまず、ある1測定点でレーザー・ドップラー流速計による流速測定を行いその結果の位相平均を求める。そしてそののち、次の測定点にレーザー・ドップラー流速計を移動しその測定点で先ほどと同様に流速を測定し位相平均を求める。この手順を繰り返し、3次元空間に分布しているすべての測定点での流速の位相平均データを得る。ここで、流れの周期的再現性が高いため個々の測定点で得られた位相平均データはその測定時刻には無関係である。したがって、1測定点ずつ順次測定して得られた流速の位相平均データと全測定点で同時に測定して得られた流速の位相平均データとは同じである。

本実験では以上に述べたとおり、1測定点ずつ順次流速の計測を行っている。この測定方法ではレーザー・ドップラー流速計から得られる高精度の流速データの精度を損なわないために、高精度の測定点移動が要求される。本実験ではレーザー・ドップラー流速計のトラバース装置をパーソナル・コンピュータで直接制御することによりこの問題を解決している。

以下では、まず実験に用いた個々の装置について簡単に述べ、最後に自動制御装置全体について論ずる。

2.3.1 個々の装置

実験水路 本研究に用いた実験水路は全長23.5m、高さ1m、幅0.8m、側壁の一部がガラス張りの鋼製造波水路である。ただし、この水路の一端には後に述べる造波装置、他端には消波装置が設置してあるため、水路の有効長さは約18.5mとなっている。また、本実験において0.8mの水路幅はやや広すぎ、またcross waveの発生も心配されるため、ここでは水路の岸沖方向の中心軸上に仕切り板を設けて実質水路幅0.4mとしてcross wave発生を抑制、入射波の2次元性を高めている。さらに、移動床実験を行う等の理由により水路床は図2.5に示すよう、約

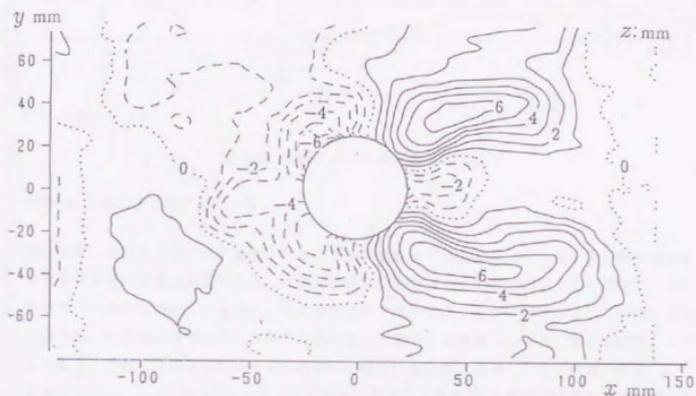


図 2.3: 局所洗掘後の地形

($d_{50} = 0.6\text{mm}$, $\rho_s = 2.68\text{g/cm}^3$, 入射波数 400 波)

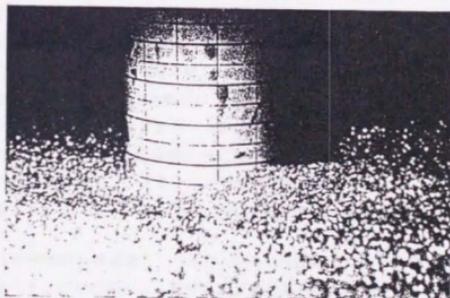


図 2.4: 円柱側面の局所洗掘の様子

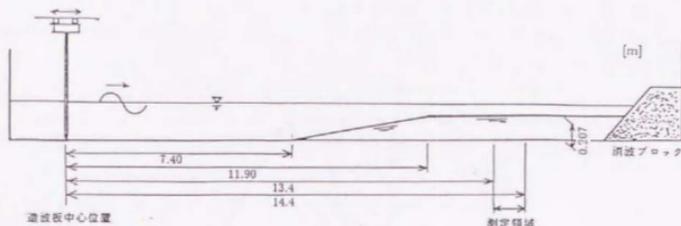


図 2.5: 実験に用いた造波水路の側面図

200mm かさ上げて使用している。

造波装置 上述の実験水路に設置されている造波装置は三井造船株式会社製の波面検出型反射波吸収式不規則造波装置である。本造波装置は岸側からの反射波を吸収すると同時に、波形データ入力信号で表わされる規則波や不規則波を発生させることが可能である。この機能は本実験で用いた実験水路のように全長の比較的短い水路の欠点を補っており、また本実験のように水路中に設置した直立円柱からの反射波が心配される実験には適した造波装置である。この装置にはパーソナル・コンピュータで作成された波形データを D/A 変換器を介して連続的に入力している (図 2.7 参照)。

レーザー・ドップラー流速計 流速の測定には、DISA 社の 55X モジュラータイプのレーザー・ドップラー流速計 (Laser Doppler Anemometer, L.D.A.) を用いた。これは最大出力 10W, 2 カラー (波長 $\lambda = 514.5\text{nm}, 448\text{nm}$) 差動モードの後方散乱型アルゴン・レーザー・ドップラー流速計で、さらにファイバリンクを用いてレーザー発光管と流速計光学系 (レーザーヘッド) とを分離した構成となっている (図 2.6 参照)。また、このレーザーヘッドは 3 次元のレーザーヘッド・トラバース装置に取り付けてあり、水平 2 軸両方向にはパーソナルコンピュータによる自動制御 (図 2.7 参照) が、また鉛直軸方向には手動でトラバースが可能である。このレーザーヘッド・トラバース装置は、レーザーヘッド自体がファイバリンクによりレーザー発光管と分離され軽量化されているため、トラバース装置の小型化にも貢献している。

円柱 本研究では測定対象の構造物として外径 48mm の塩化ビニール製の円管を用いた。実験では、以下に述べる 2 つの理由から、円柱および測定領域の底面にフィルム状のミラーを貼付けている。第一の理由は、円柱表面や底面の固体境界面の粗度係数を一定に保つことである。このフィルム状のミラーの表面はなめらかなので本実験では水理学的滑面と見なして問題ない。第二の理由は、この固体境界面で流速計のレーザー・ビームを全反射させることにより、この境界面で発生しがちなノイズ散乱光を極力抑え、ドップラー信号の S/N 比を向上させるためである。レーザー流速計は物体表面のごく近傍の流速を測定しようとする、その物体表面にレー

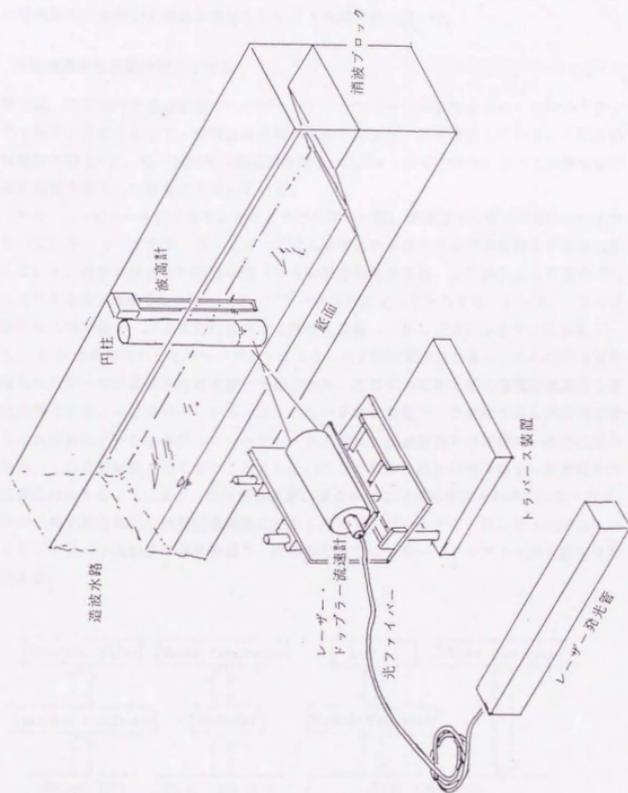


図 2.6: 実験装置の設置図

ザー・ビームが直接当たることによってノイズとなる散乱光が発生する。また、レーザー・ビームの散乱光が再び物体表面で反射・散乱してもノイズの原因になってしまう。このような、ノイズとなる散乱光をおさえるために、ここではレーザー・ビームを全反射させ、レーザー流速計にとって光学的にあたかも物体が存在しないような場を作っている。

2.3.2 空間流速分布自動計測システム

本実験では、先に述べた造波装置やレーザーヘッド・トラバース装置などをパーソナル・コンピュータで制御することにより、空間流速分布の自動計測システムを構築している。これらの装置の配置図を図2.6に、また制御系の構成図を図2.7に示す。測定では先に述べた実験装置の他に波の位相検出用として波高計を用いている。

パーソナル・コンピュータによる本システムでの装置の制御、流速信号の処理の流れは以下のようになっている。パーソナル・コンピュータは入射波となる波の波形信号を絶えず造波装置に出力している。造波装置はこの信号に従って入射波を発生させる。この波によって直立円柱まわりに発生する流体運動をレーザー・ドップラー流速計によってとらえる。レーザー・ドップラー流速計からの流速データは直立円柱のすぐ真横に設置してある波高計からの水位変動データとともにA/D変換器を介してパーソナル・コンピュータ内に記憶される。これら測定装置から直接得られたデータの量はきわめて膨大であるため、このすべてを外部の磁気記憶装置に蓄えるのは困難である。そこでパーソナル・コンピュータでは測定データを取り込んだ時点で波高計からの水位変動データを参照してレーザー・ドップラー流速計からの流速データの位相平均を求め、という前処理をおこなうこととした。ここで算出された位相平均データだけを外部記憶装置に出力することにより、外部記憶装置に要求される記憶容量はきわめて少なくなる。流速変動の位相平均を算出し外部記憶装置に出力したのち、パーソナル・コンピュータはレーザーヘッド・トラバース装置に信号を送り、次の測定点にレーザー・ドップラー流速計を自動的に移動する。

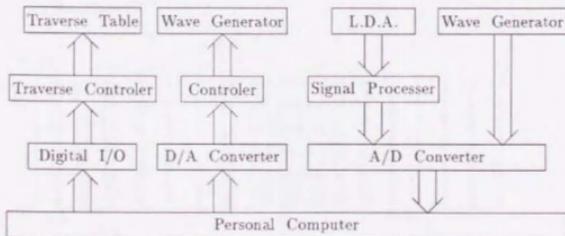


図 2.7: 制御系システムの構成図

以上の手順を繰り返して直立円柱まわりの無数の測定点での流速変動を次々と測定した。このシステムにより高精度の直立円柱まわりの3次元空間流速分布の自動測定が可能となった。

2.4 測定条件および測定方法

直立円柱まわりの3次元空間流速分布を測定するにあたり、ここで実験の諸条件について整理して述べる。

入射波は移動床での局所洗濯実験により決定したとおり、測定領域において表 2.1 の諸元の波とする。この入射波の波形および水平滑面底面近傍の流速分布は図 2.8 に示すとおりである。ただし、波の峰が測定断面を通過した瞬間の位相 θ を $\theta = 0$ とした。この図では水面形にやや非対称性が現れているが、これは入射波が実験水路内の斜面上を進む際に浅水変形したためである。図 2.5 に示すとおり移動床実験を行うことを前提にあらかじめ水路床を持ち上げているため、測定領域での水深は造波点より約 200mm 浅く約 100mm である。したがって波は約 300mm の水深の造波点で発生し、斜面上を浅水変形しながら進み、最終的に水深 100mm の測定領域に達することになる。Ursell 数の面からみても造波点では 6 程度であるが、波が斜面を駆け上がることによって急に 84 程度まで変化している。ただしこの程度の波峰を中心とした水面形の前後の非対称性は、移動床による洗濯実験や空間流速分布の測定にさほど大きな影響を与えないであろうと考えられる。

直立円柱は先に示したとおり直径 $D = 48\text{mm}$ のものを用いている。したがって、K.C. 数は式 (2.1) に示すように 5.2 である。

測定に用いた座標系は図 2.9 に示すように、底面と直立円柱の軸との交点を原点とし、岸沖

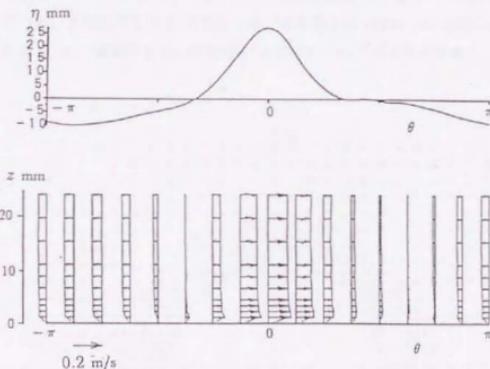


図 2.8: 入射波の波形と底面近傍での流速分布

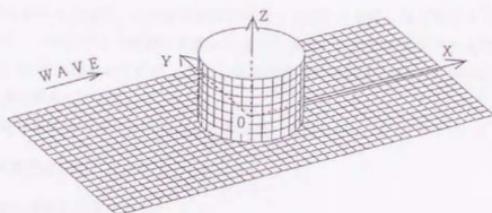
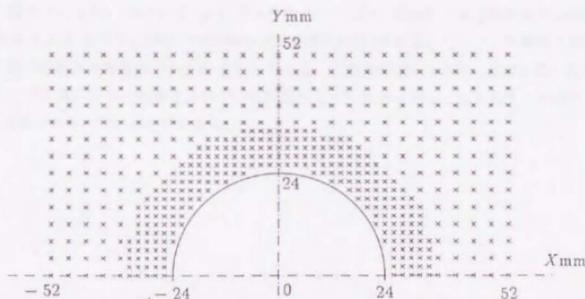


図 2.9: 直立円柱まわりの空間座標系

方向岸向きに x 軸、水路幅方向に y 軸、鉛直方向上向きに z 軸をとった右手座標系とした。流速の各成分についても、 x 方向成分を u 、 y 方向成分を v 、 z 方向成分を w とした。

ただし、先に述べたように本実験で対象とした流れは K.C. 数が小さく $y = 0$ の鉛直面について対称な流れであったため、測定は $y \leq 0$ の片側の領域のみ測定を行った。また、測定結果を示すときは、議論を容易にするためにこれらの測定結果を $y \geq 0$ の領域に写し、あたかも $y \geq 0$ の領域を測定したかのように表示している。

円柱まわりの流速測定点は図 2.10 に示すように、 x, y 軸方向にはそれぞれ円柱の近傍で 2mm および 2.4mm 間隔、その他の領域では 4mm および 4.8mm 間隔とし、また z 方向は底面近傍では細かく、底面から離れるにしたがって粗い間隔で測定点を配置している。これらの個々の測定点で、レーザー・ドップラー流速計を用いて u, w の 2 流速成分を測定した。測定は u, w を水面変動 η とともに周波数 100Hz でサンプリングし、得られたデータをさらにカットオフ周波数 10Hz の数値フィルタを用いてこれよりも高周波の乱れ成分 u', w' と分離したのち、100 波分のデータを用いて位相平均 \bar{u}, \bar{w} を算出した。また残りの 1 成分 \bar{v} は実際には測定せず、測定より得られた \bar{u}, \bar{w} と連続式あるいは後述の MASCON モデルを用いて算出した。実際に u, w

図 2.10: 測定点の分布 (x - y 水平面内)

の測定と \bar{w} の算出を行った結果、 \bar{w} は直接測定された \bar{u} や \bar{v} の精度には当然ながらおよばないものの、レーザー・ドップラー流速計を用いた3次元流速分布自動測定システムでの測定によって高い精度の \bar{u}, \bar{v} が得られたため、これらの値を用いて算出された \bar{w} も、解析にも十分満足のおよむだけの精度を有していた。

測定は底面の条件が異なる3ケースにおいて行った。すなわち、

1. Case 1: 平面滑面底面上の流れ
2. Case 2: 平面粗面底面上の流れ
3. Case 3: 局所洗掘地形模型上の流れ

ここでCase 2では、移動床局所洗掘実験で用いた中央粒径 $d_{50} = 0.6\text{mm}$ の底質砂を平面底面に一様に張り付け粗度とした。また、Case 3では移動床局所洗掘実験で得られた局所洗掘地形(図2.3)を参考に底面模型を作成し、Case 2と同様、その表面に中央粒径 $d_{50} = 0.6\text{mm}$ の底質砂を張り付けた。

2.5 Case 1: 平面滑面底面上の流れ

まず、平面滑面底面におかれた直立円柱のまわりの流れを対象に3次元空間流速分布の測定を行った。流速の計測は $z = 1, 2, 4, 6, 8, 10, 14, 18, 22\text{mm}$ の各水平面において図2.10に示された測定点で行った。

測定結果を図2.11から図2.25に示す。ここで図2.11から図2.19は位相平均流速 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ の分布を、また図2.20から図2.23は乱れ強度 $\overline{u'u'}, \overline{v'v'}, -\overline{u'w'}$ の分布を、さらに図2.24と図2.25は渦度 ω の空間分布を示している。

2.5.1 円柱まわりの流速分布

まず、図2.11, 2.12, 2.13, 2.14にそれぞれ $z = 1, 2, 6, 22\text{mm}$ の x - y 水平面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ を示す。図中の等値線は z 軸方向の流速 \bar{w} を示しており、実線が上昇流部($\bar{w} > 0$)を、破線が下降流部($\bar{w} < 0$)を示している。これらの図を z 方向に比較すると \bar{w} にはそれぞれの図に違いがみられ高さ方向に分布が変化しているのに対し、 \bar{u}, \bar{v} についてはほぼ z 方向の差異がみられないことがわかる。

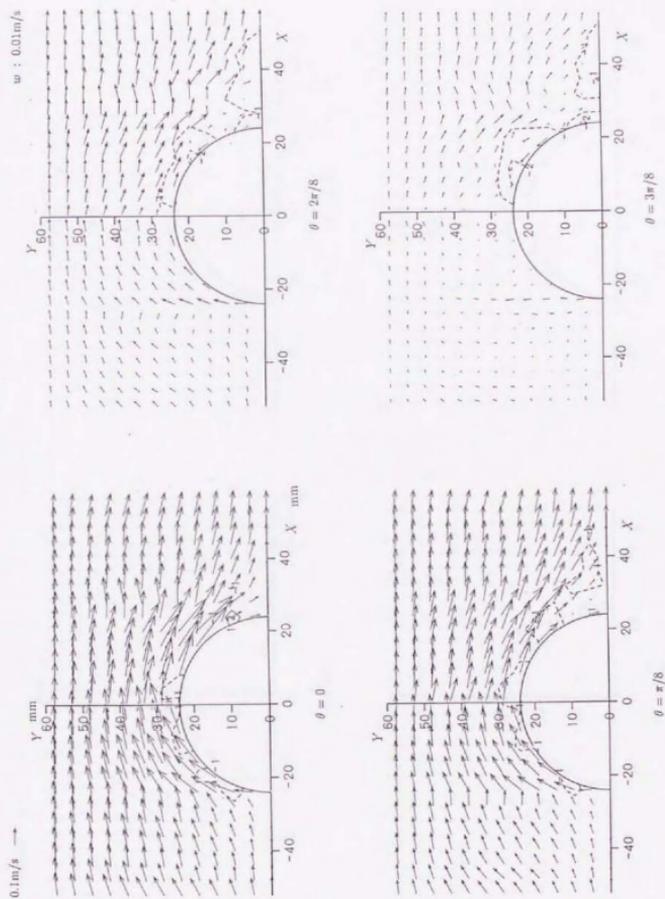


図 2.11: $z = 1 \text{ mm}$, x - y 水平面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 1)

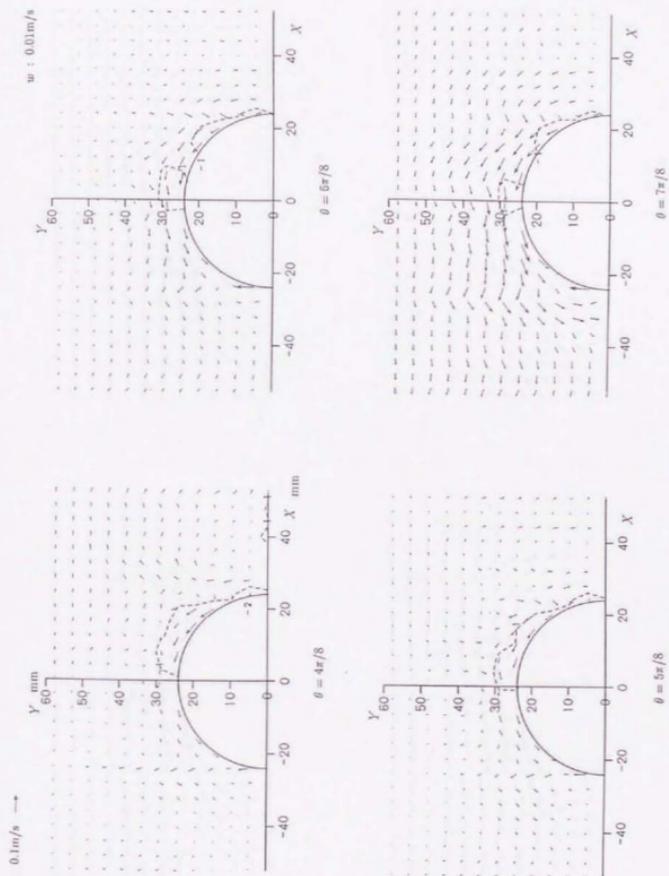


図 2.11: $z = 1\text{mm}$, x - y 水平面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 1, つづき)

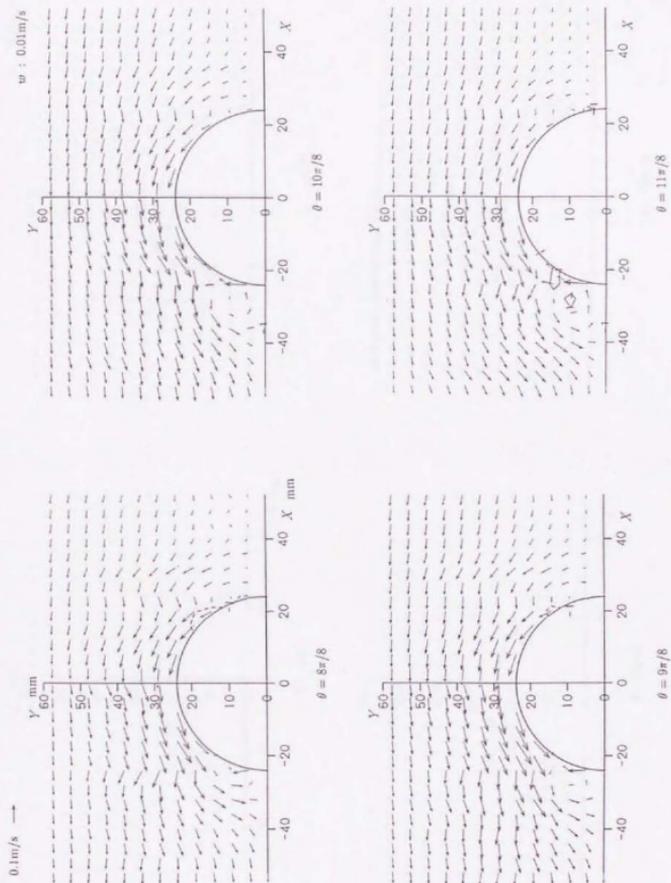


図 2.11: $z = 1\text{mm}$, x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1, つづき)

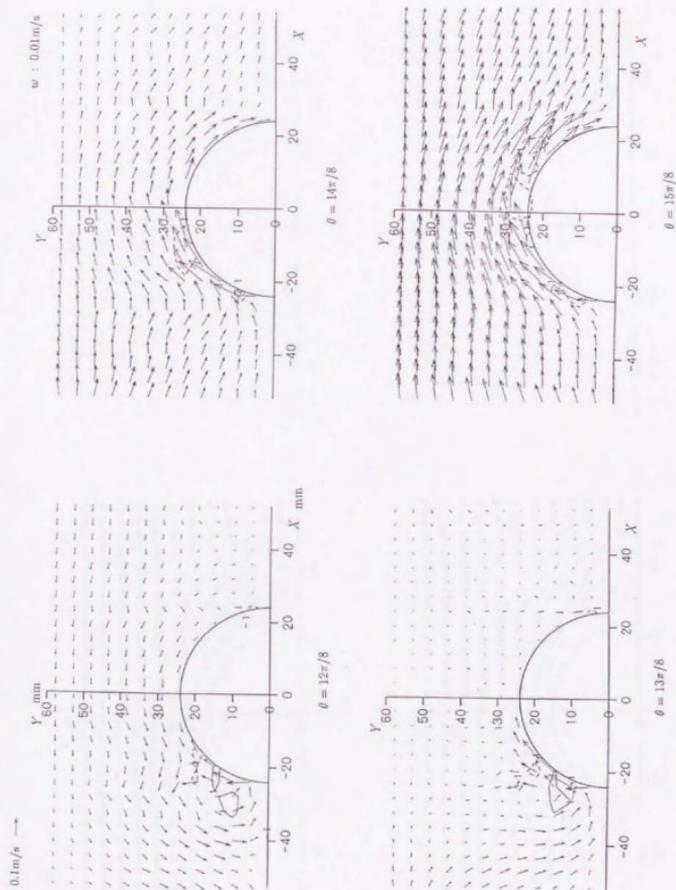


図 2.11: $z = 1$ mm, x - y 水平面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 1, つづき)

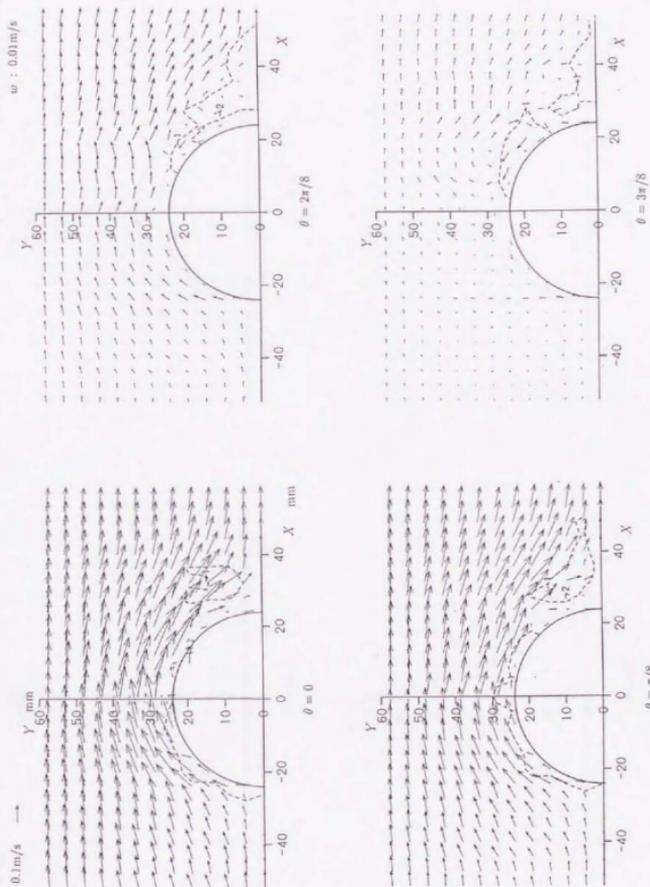


図 2.12: $z = 2$ mm, x - y 水平面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 1)

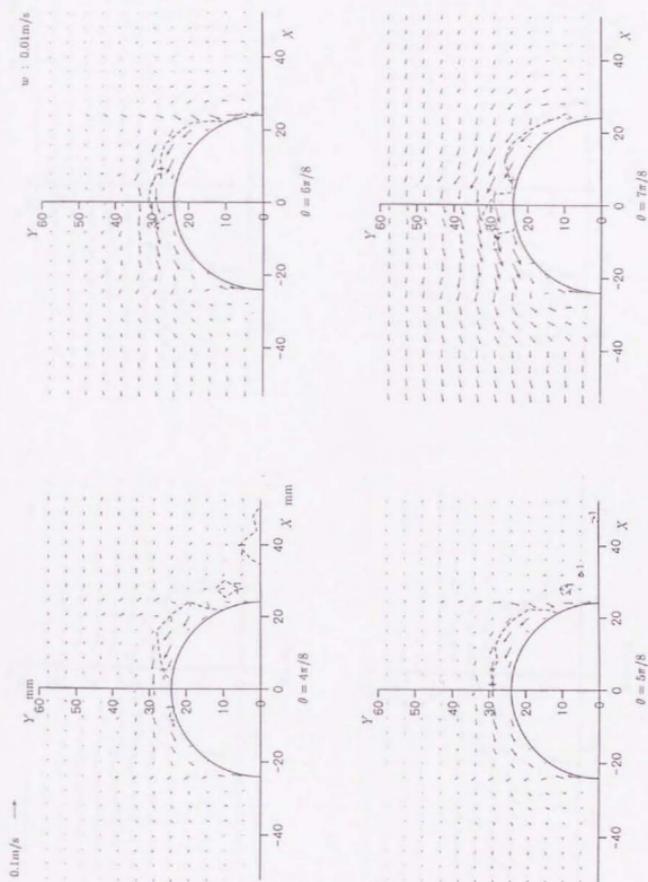


図 2.12: $z = 2$ mm, x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1, つづき)

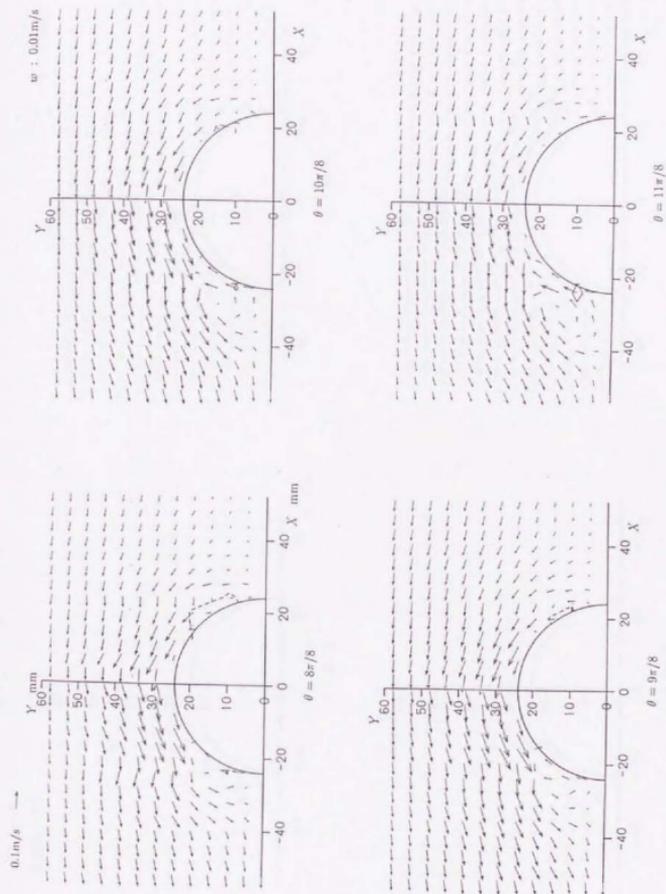


図 2.12: $z = 2\text{ mm}$, x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1, つづき)

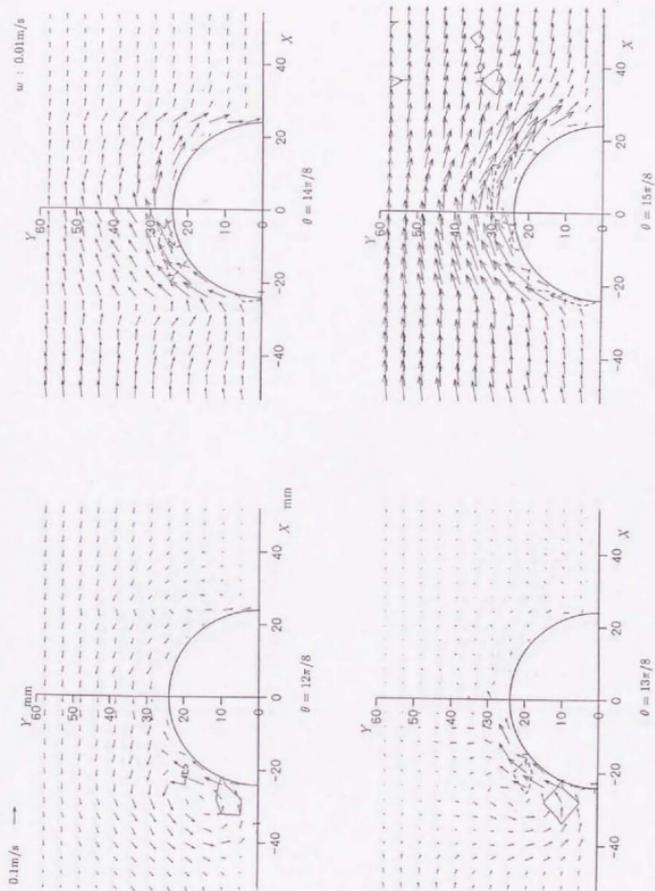


図 2.12: $z=2\text{mm}$, x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1, つづき)

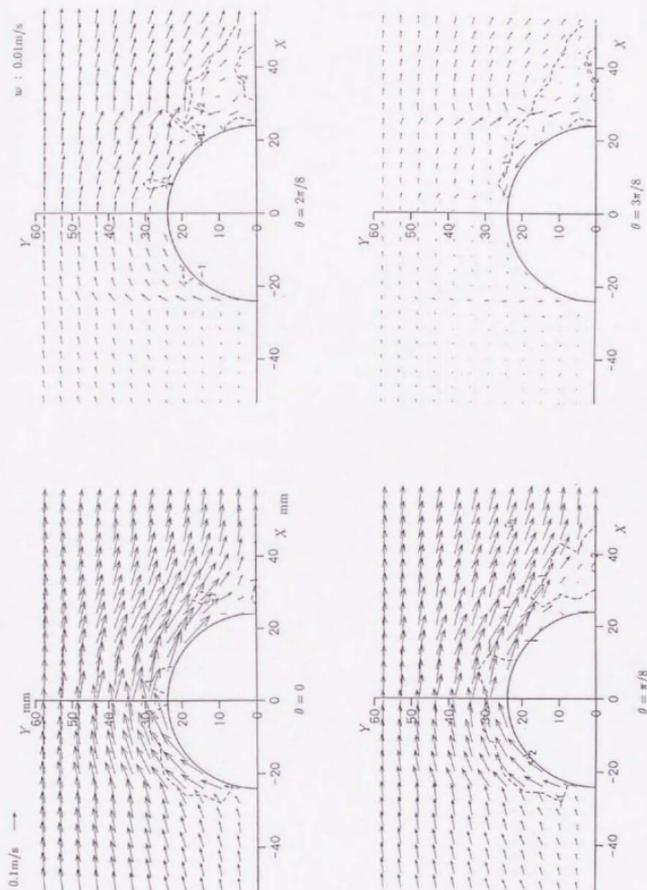


図 2.13: $z = 6\text{ mm}$, x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1)

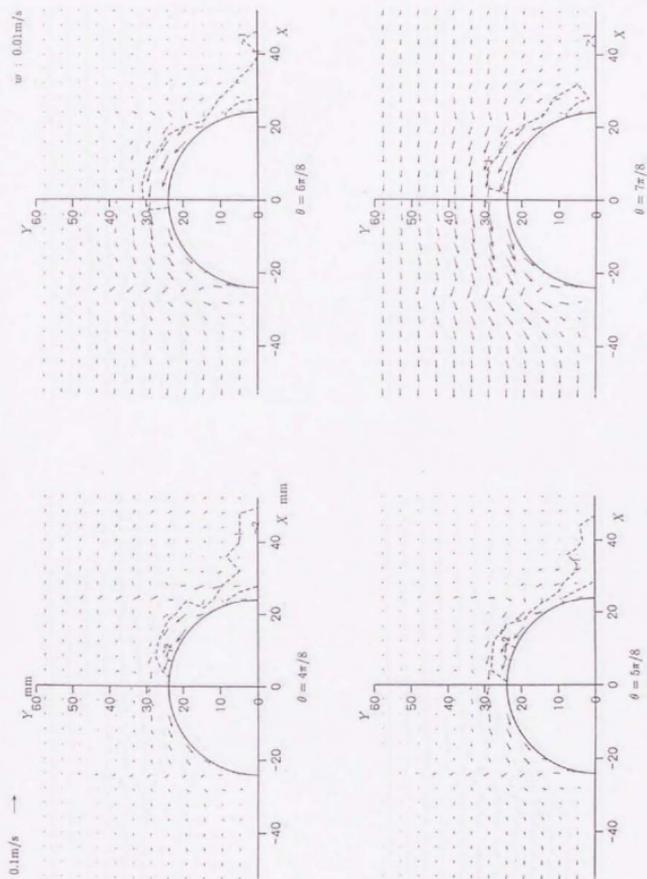


図 2.13: $z = 6\text{mm}$, x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1, つづき)

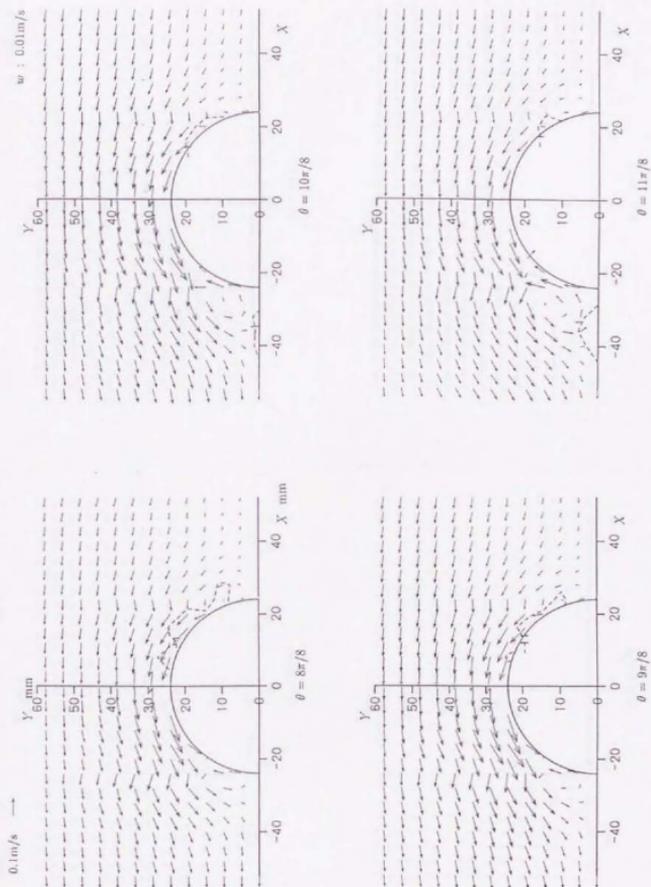


図 2.13: $r = 6\text{mm}$, x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1, つづき)

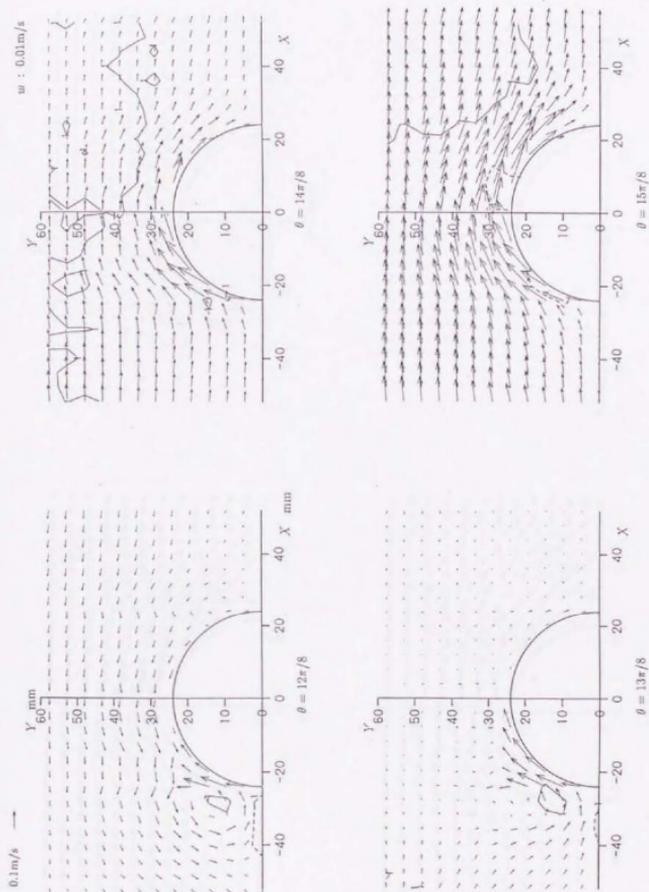


図 2.13: $z = 6$ mm, x - y 水平面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 1, つづき)

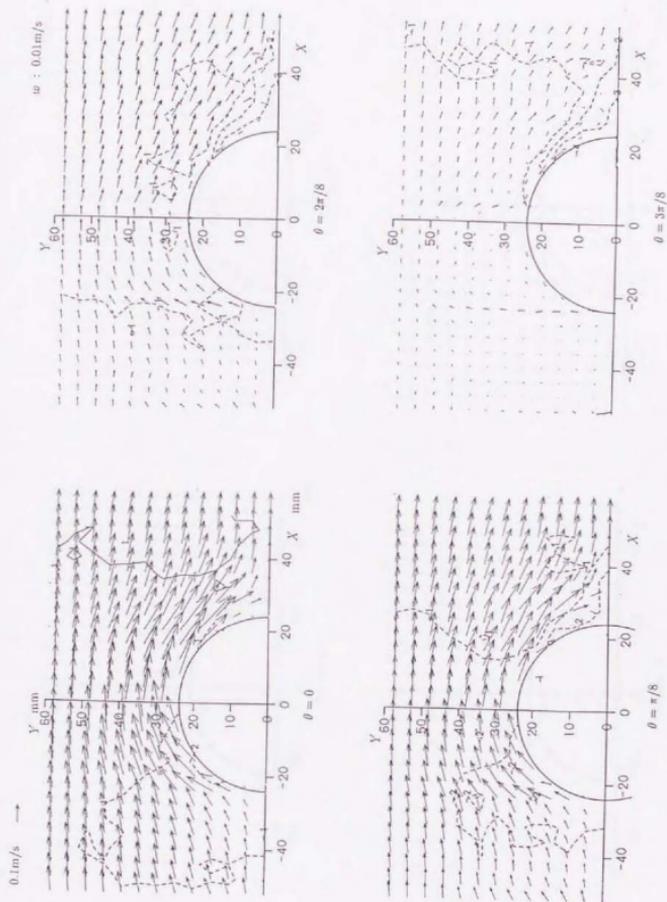


図 2.14: $z = 22$ mm, x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1)

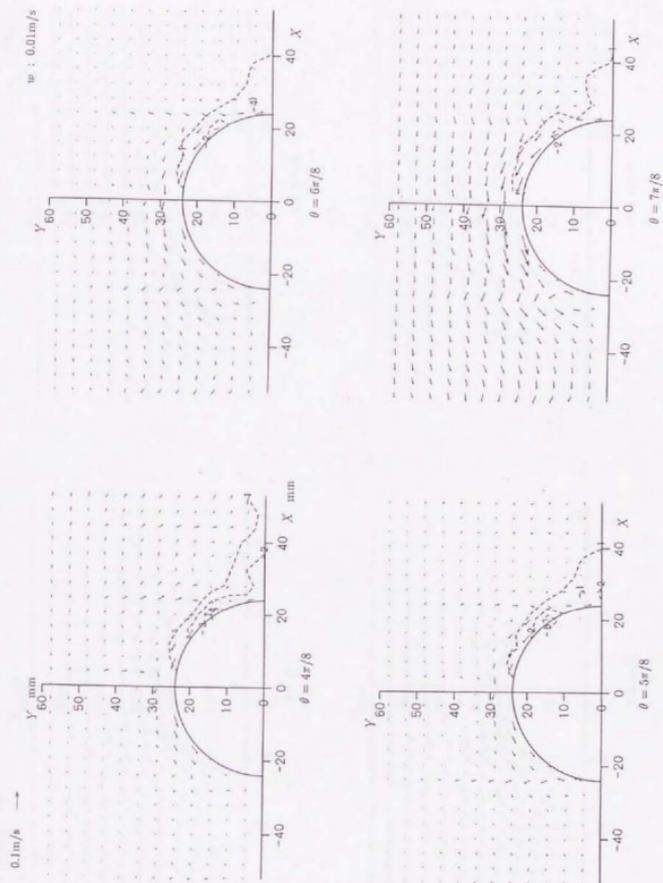


図 2.14: $z = 22\text{mm}$, x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1, つづき)

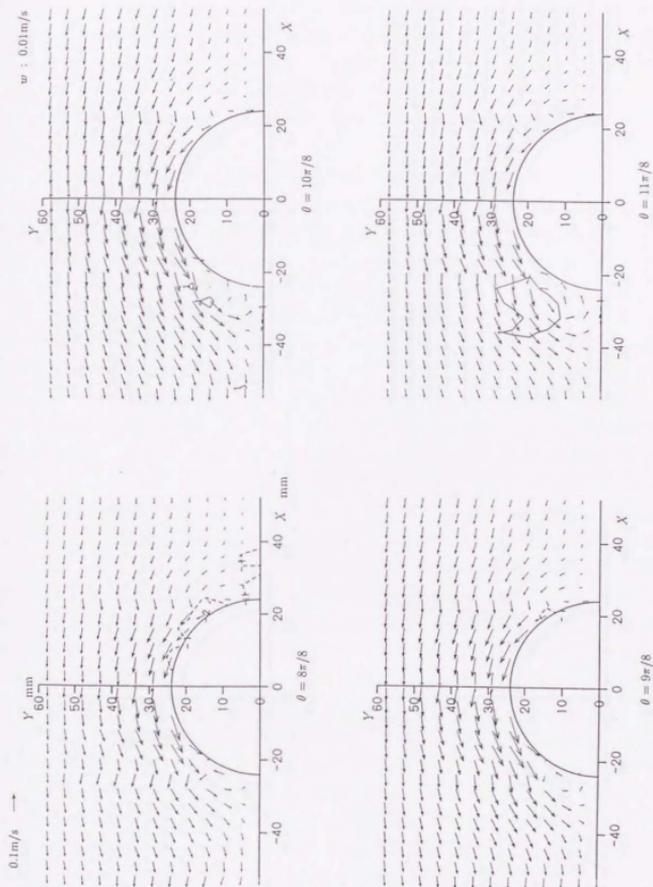


図 2.14: $z = 22 \text{ mm}$, x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1, つづき)

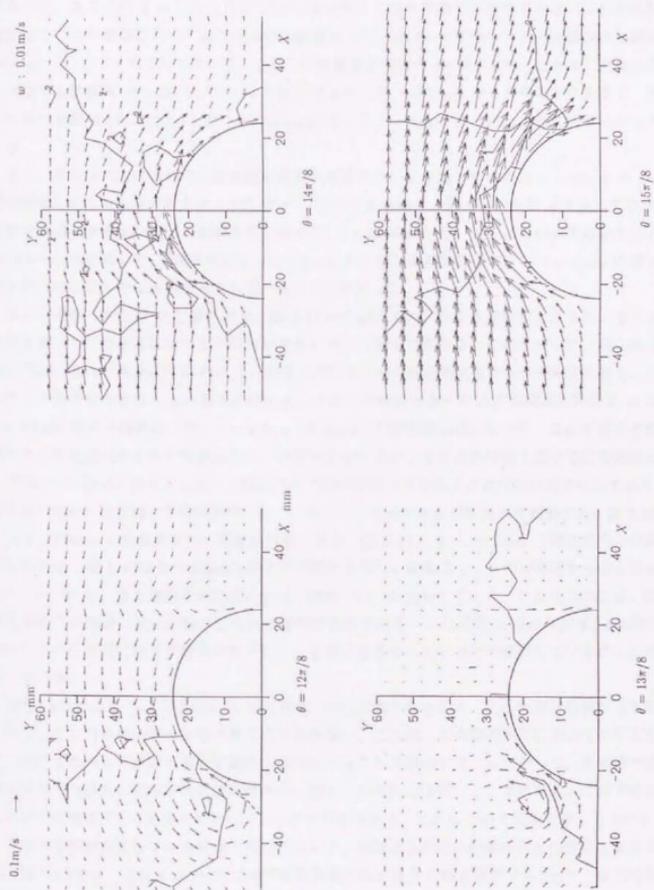


図 2.14: $z = 22$ mm, x - y 水平面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 1, つづき)

水平面内の流速 \bar{u}, \bar{v} の分布に着目すると、それぞれの高さにおいて位相 $\theta = 3\pi/8$ 付近で円柱岸側に、また位相 $\theta = 12\pi/8$ 付近では円柱沖側に1対の剥離渦が観察される。これらの剥離渦はどの水平断面においても円柱岸側の剥離渦 ($\theta = 3\pi/8$) の規模の方が円柱沖側の剥離渦 ($\theta = 12\pi/8$) より大きくなっている。これらの剥離渦の規模を z 方向に比較したとき、円柱岸側に発生する剥離渦 ($\theta = 3\pi/8$) は $z = 22\text{mm}$ よりむしろ $z = 6\text{mm}$ の方が明らかに大きく、円柱沖側の剥離渦 ($\theta = 12\pi/8$) も $z = 22\text{mm}$ に比べて $z = 6\text{mm}$ の方がわずかに大きくなっている。

また、移動床における局所洗掘実験で最大洗掘深を示した領域を横切る $x = -12\text{mm}$ の $y-z$ 鉛直断面における流速分布を図 2.15 に示す。図中の等値線は x 軸方向の流速 \bar{u} を表しており、実線が岸向き流速 ($\bar{u} > 0$)、破線が沖向き流速 ($\bar{u} < 0$) を示している。この図の等値線を見るとほぼ全位相を通じて、 z 軸方向には $z = 22\text{mm}$ よりむしろ底面近傍の $z = 2 \sim 4\text{mm}$ の領域で岸沖方向には大きな流速が発生していることがわかる。

次に、鉛直方向流速 \bar{w} に着目する。図 2.11 から図 2.14 の \bar{w} の等値線図をみると、ほぼ全位相を通じて円柱表面に沿って下降流が発生している様子がわかる。これに対して、特に底面近傍では、強い上昇流は位相 $\theta = 12\pi/8$ 付近で円柱沖側の剥離渦内でみられる程度である。円柱などの構造物が存在しない場合の波による水粒子の軌道流速に対応する鉛直方向流速 \bar{w} は $z = 10\text{mm}$ 程度で現れはじめ、 $z = 22\text{mm}$ (図 2.14) では明瞭に現れている。この下降流を補償する上昇流は円柱からやや離れた広い領域で見られるが、その流れは弱く図中では等値線として現れていない。また、主流の上流側でも下降流のピークを示す点は円柱の斜め前方であり、対称面ではそれほど強い下降流は発生していない。この流れを鉛直断面内で観察する。図 2.16 に $x = -28\text{mm}$ の鉛直断面内の流速分布を、また、図 2.17 に $y = 19.2\text{mm}$ の鉛直断面内の流速分布を示す。図 2.17 中の等値線は y 軸方向の流れを表し、実線は $y = 0$ の対称面から遠ざかる流れ ($\bar{v} > 0$) を、また破線は対称面に近づく流れ ($\bar{v} < 0$) を示している。これらの図には、底面近傍の円柱側面に流れが集中している様子が表れている。これは図 2.11 から図 2.14 の図にみられる円柱側面に沿う下降流が発生している様子を異なった断面内で観察していることに対応している。

図 2.18 に対称面 ($y = 0.0\text{mm}$, $z-x$ 鉛直面) 内の流速分布を示す。この流速分布図からも明らかに円柱の前側では渦の集中はみられない。これは、本実験の条件において河川工学で一般に言われる「馬蹄形渦」は認められなかったことを意味する。したがって、本実験で観察された円柱表面に沿う下降流は馬蹄形渦に起因した流れではないことがわかる。この下降流および上昇流は圧力と流体の乱れによるものと考えられる。これについては後で詳しく述べる。

この下降流が発生している領域の流れにおいて、今度はその流れの位相ごとの変化に着目する。図 2.13 では、位相 $\theta = 0\pi/8$ で円柱岸側斜め前面にある下降流域が $\theta = 2\pi/8$ では円柱岸側前面に移動しており、さらに主流の反転後には $\theta = 6\pi/8$ のように再び円柱表面に沿って沖側に移動している。このように、下降流域はあたかも円柱まわりの流れによって水粒子とともに移動しているようにみられる。この点も下降流発生メカニズムを考える上で重要な現象となる。これについても改めて後で詳しく述べる。

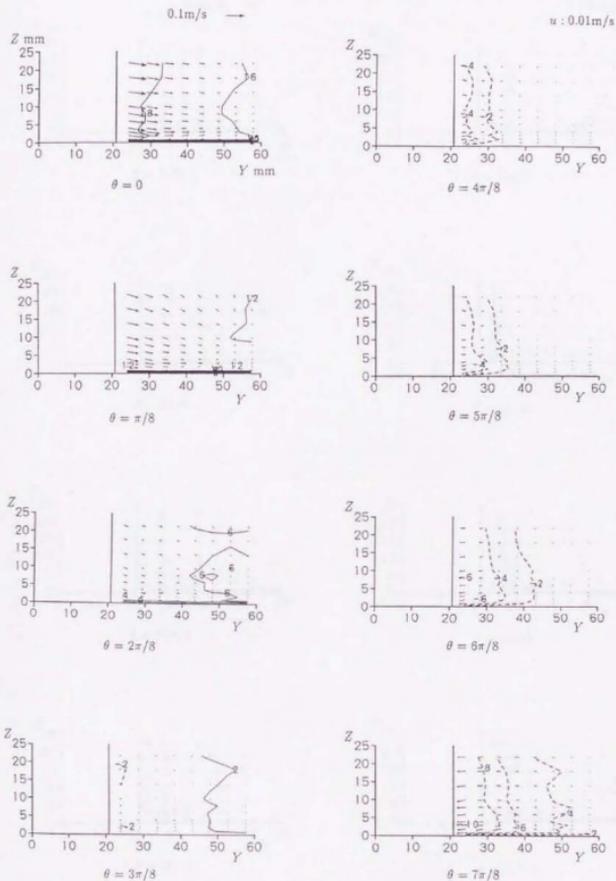


図 2.15: $x = -12\text{mm}$, y - z 鉛直断面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 1)

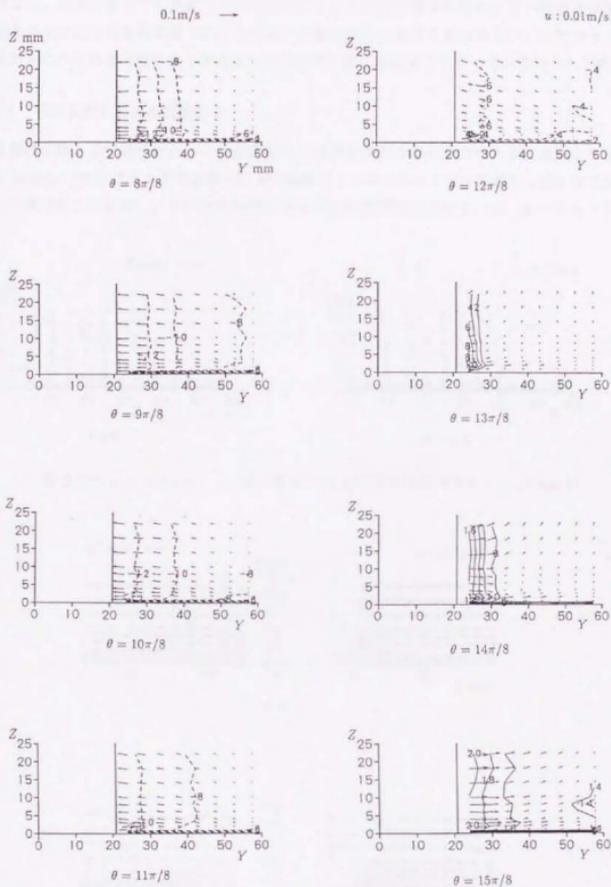


図 2.15: $x = -12 \text{ mm}$, y - z 鉛直断面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 1, つづき)

水路幅方向に円柱からやや離れた ($y = 33.6\text{mm}$) z - x 鉛直面内の流速分布を図 2.19 示す。この図では、各水面上での流速分布はほぼ円柱まわりの完全流体の流れに近い様相を呈し、また鉛直方向流速分布も波動場における水粒子の振る舞いとあまり変わらない。したがって、円柱まわりにみられる特徴的な3次元流れは水路幅方向にはあまり広がっていないことがわかる。

2.5.2 円柱まわりの乱れ強度分布

本実験では、先に述べたように、測定された流速の各周波数成分のうち測定条件より分解可能な 50Hz ($= [\text{サンプリング周波数}]/2$) から数値フィルタのカットオフ周波数 10Hz までの成分を乱れ成分として定義し、その乱れ強度の位相平均を空間的に求めている。レーザー・ドップ

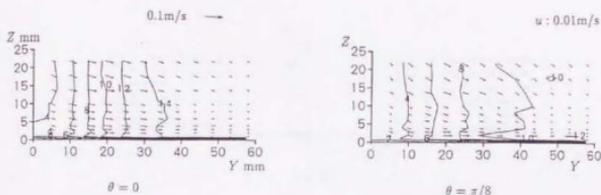


図 2.16: $x = -28\text{mm}$, y - z 鉛直断面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1)

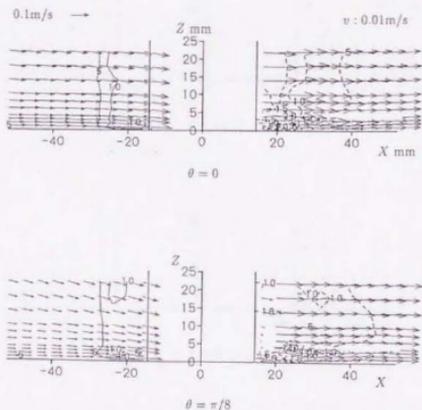


図 2.17: $y = 19.2\text{mm}$, z - x 鉛直断面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1)

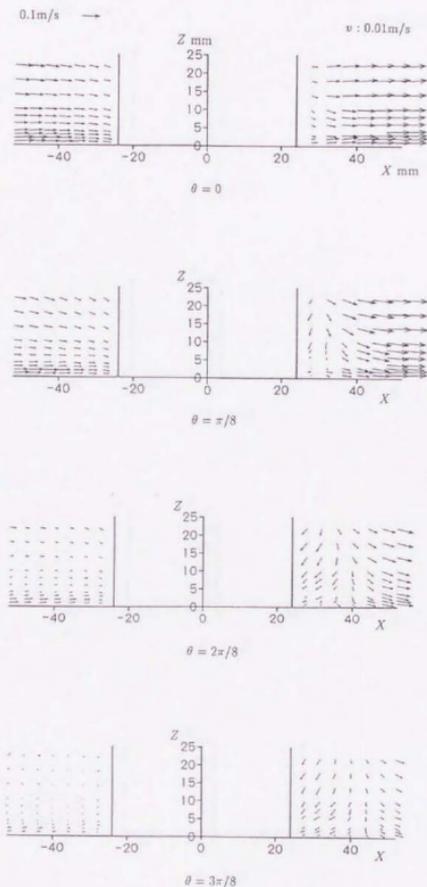


図 2.18: $y = 0.0\text{mm}$, $z-x$ 鉛直面 (対称面) 内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1)

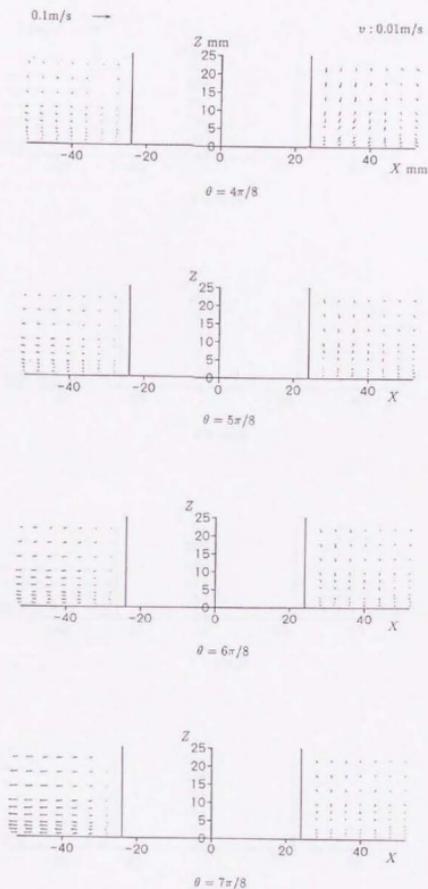


図 2.18: $y = 0.0\text{mm}$, $z-x$ 鉛直面 (対称面) 内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 1, つづき)

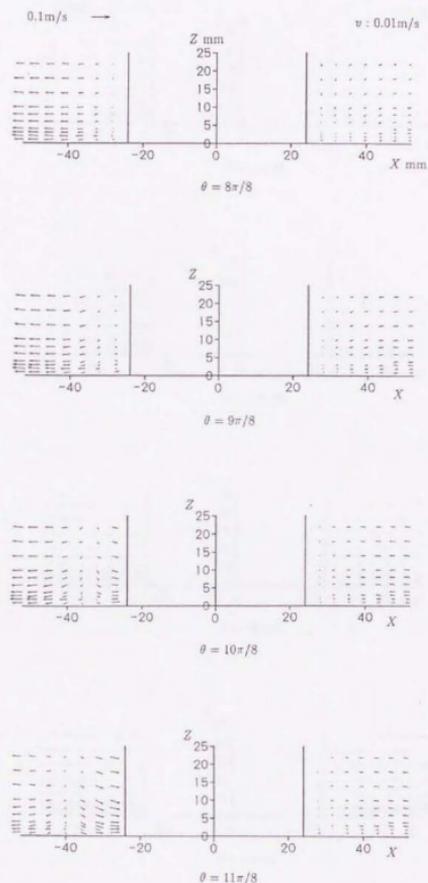


図 2.18: $y = 0.0\text{mm}$, $z-x$ 鉛直面 (対称面) 内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1, つづき)

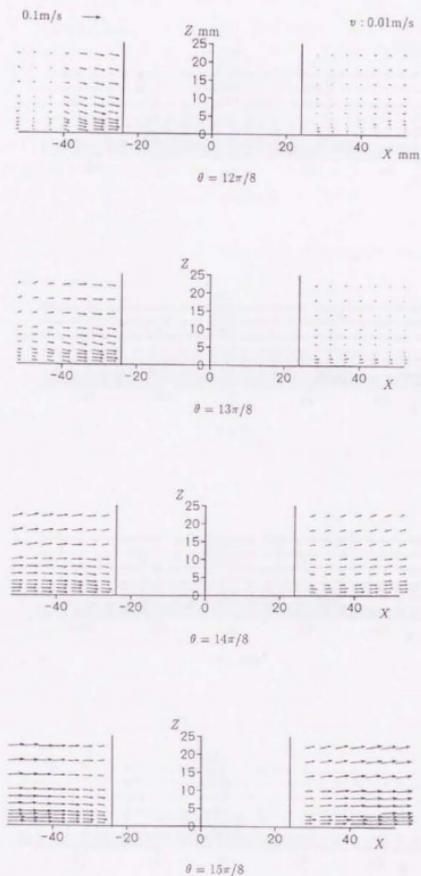


図 2.18: $y = 0.0 \text{ mm}$, z - x 鉛直面 (対称面) 内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1, つづき)

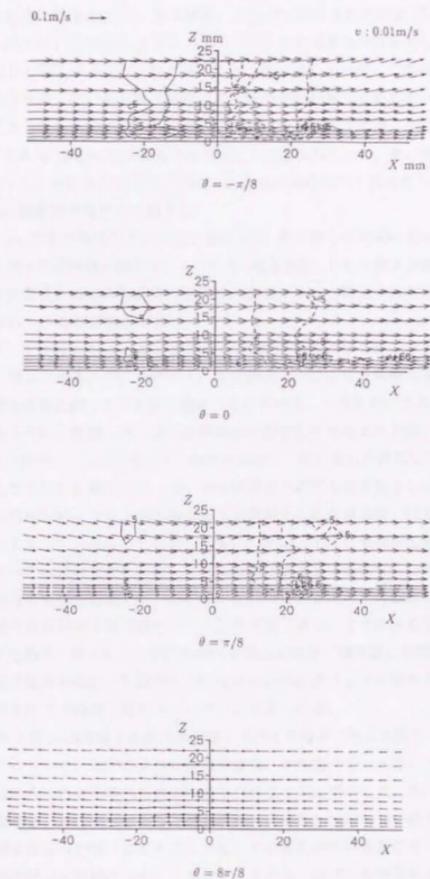


図 2.19: $y = 33.6\text{mm}$, z - x 鉛直面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 1)

ラ一流速計により測定されたのは、 u, w の2成分であるので、乱れ成分 u', w' をこの測定より算出することができ、この2つの乱れ成分より求められる $\overline{u'u'}, \overline{w'w'}, -\overline{u'w'}$ の3種類の乱れ強度の空間分布が求められる。図 2.20 に同一水平断面、同位相における乱れ強度 $\overline{u'u'}, \overline{w'w'}, -\overline{u'w'}$ の分布を示す。この図では、乱れ強度は $\overline{u'u'}, \overline{w'w'}, -\overline{u'w'}$ とも同様な分布を示しているが、その強度そのものを見ると $\overline{u'u'}$ が $\overline{w'w'}$ より1ケタ大きい値を示している。これは、主流方向の乱れはその乱れの性質を表していると言う従来より流体力学の分野で言われていることと同じことがここでも言えることを示している。しかし本実験では、測定時の様子や出力データを見るかぎり、 u 成分よりも w 成分の方が流速の変化がよく計測されており、その測定精度も高いと思われる。したがって、乱れ強度の $\overline{u'u'}, \overline{w'w'}, -\overline{u'w'}$ はみなほぼ同じ傾向を示しているので、ここでは $\overline{w'w'}$ の乱れ強度分布を用いて論ずる。

図 2.21 に $z = 1\text{mm}$ の水平面内における乱れ強度 $\overline{w'w'}$ の分布の位相変化を示す。他の水平面内での乱れ強度分布もほぼ同様の傾向を示していた(図 2.22)。これら各水平断面内の乱れ強度分布の図から、乱れは主に直立円柱表面で生成され主流によって移流された後、円柱からの剥離渦中に取り込まれている様子がわかる。

図 2.21 と図 2.11 とを比較すると、乱れ強度 $\overline{w'w'}$ の強い領域の振る舞いが下降流の見られる領域の振る舞いと同じであることに気がつく。本実験のように明確な馬蹄形渦が存在しないにも関わらず直立円柱表面に沿って下降流が発生しているのは、この乱れによると考えられる。つまり、波の峰が直立円柱に衝突したとき円柱前面の水位が他の部分より上昇し、この領域の圧力が高くなる。また同時に、円柱表面では z 軸方向ほぼ一様に乱れが発生している。局所的な水面上昇によって生じた余剰圧力は、何らかの方法でその不均衡を是正しようとする。この乱れの強い領域は円柱表面にできた境界層であり波動場での底面境界層と同様に粘性項が移流慣性項とほぼ等しくなっているものと考えられる。したがってこの領域の流体塊は他の領域と比べ圧力勾配によって容易に動かさう。ところで先に述べた局所的な水面上昇によって生じた余剰圧力は近傍の流体を動かすが、このとき乱れの強い領域の流体が容易に動かされやすいため、この領域の流体が大きな流速で下方に運動をはじめ。この流体の運動が下降流として観察された流れである。さらにこの乱れの強い領域は底面上の境界層に接続しているので、この下降流は底面境界層中を伝わって底面上で円柱を中心に広がるような流れを形成する。これが本ケースで観察された下降流の発生メカニズムと考えられる。

さらに、図 2.11 から図 2.14 では下降流の最も強く発生する点が円柱の前面ではなく斜め前面に位置していることについて、以下のように説明できる。下降流発生メカニズムとして上に述べたように考えた場合、この下降流の発生には2つのことが必要になる。局所的な水面上昇による余剰圧力の発生と、その圧力によって運動をはじめ乱れ強度の強い流体塊の存在、である。円柱の上流側前面はいわば「よどみ点」となっているため円柱表面のその点では乱れが発生しづらく下降流の発生が困難になっていると考えられる。逆に円柱側面および下流側の表面では波が円柱に衝突することによる局所的な水面上昇が期待できず、余剰圧力が発生しづらいために下降流の発生が困難となっている。したがって、円柱表面に沿う下降流が最も強く現れる点は円柱の斜め前面の位置となる。

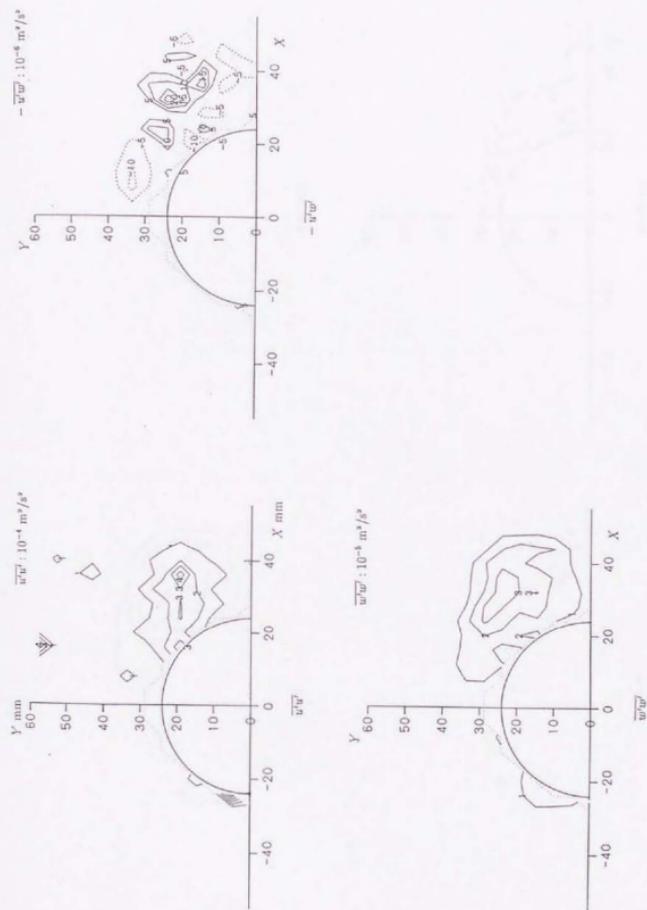


図 2.20: $z = 1\text{mm}$, $\theta = 0$ における乱れ強度分布 (Case 1)

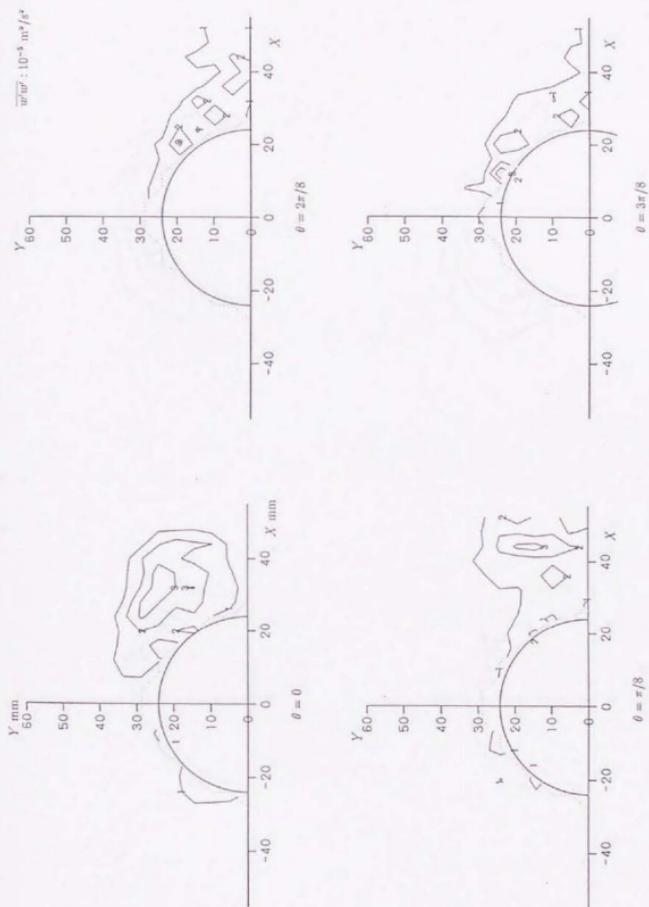


図 2.21: $z = 1\text{ mm}$, x - y 水平面内の乱れ強度分布 $\overline{w'u'w'}$ (Case 1)

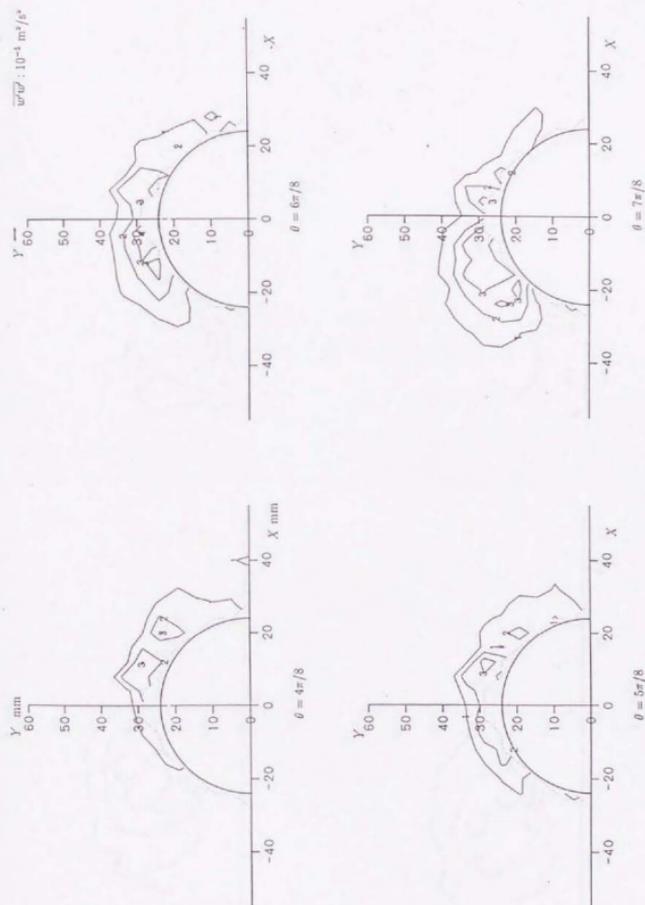


図 2.21: $z = 1$ mm, $x-y$ 水平面内の乱れ強度分布 $\overline{w'w'}$ (Case 1, つづき)

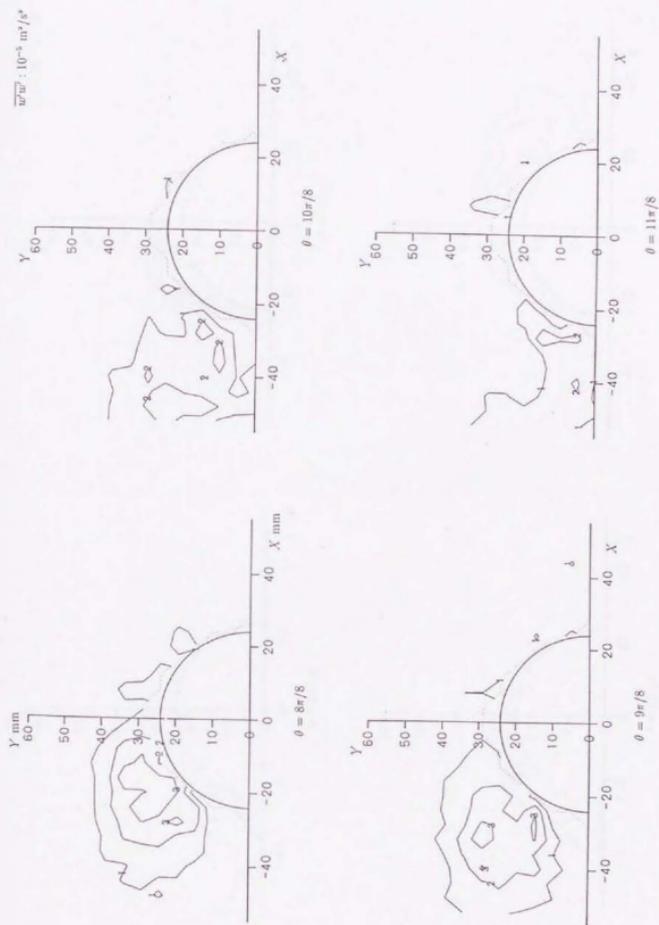


図 2.21: $z = 1\text{mm}$, $x-y$ 水平面内の乱れ強度分布 $\overline{u'w'}$ (Case 1, つづき)

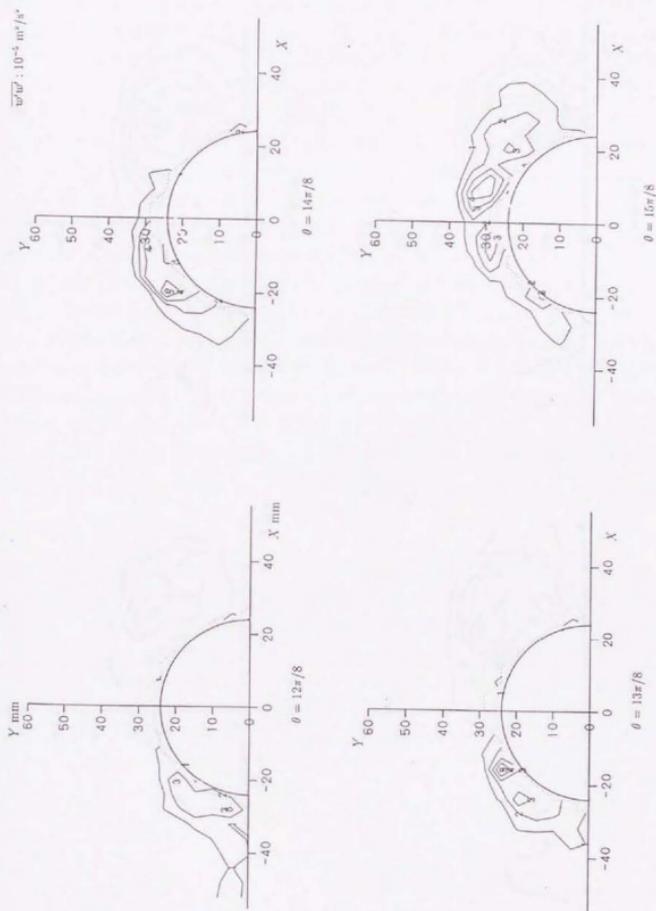


図 2.21: $z = 1 \text{ mm}$, x - y 水平面内の乱れ強度分布 $\overline{w'w'}$ (Case 1, つづき)

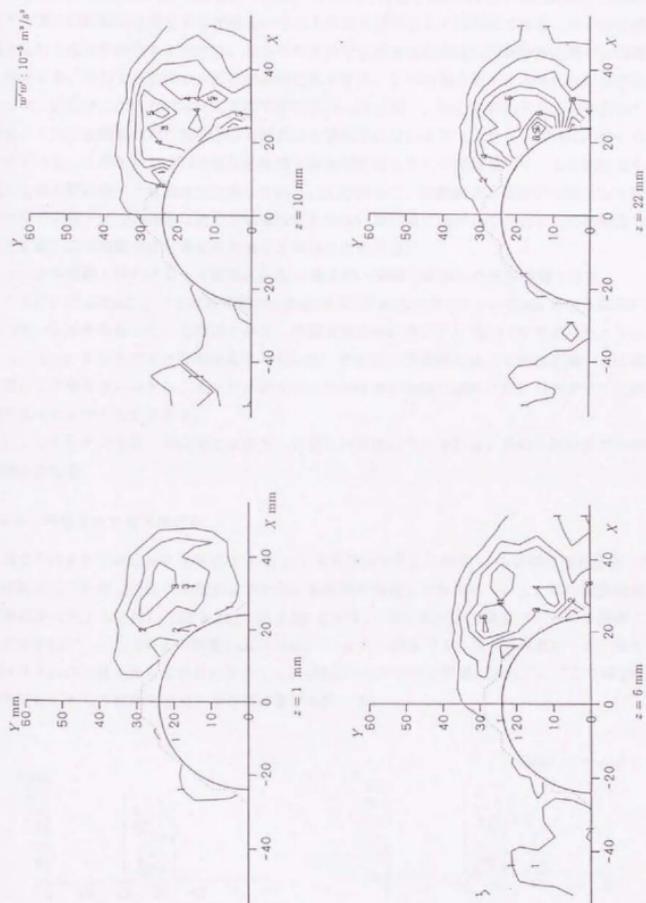


図 2.22: 各 z における $x-y$ 水平面内の乱れ強度分布 $\overline{w'u'v'}$ (Case 1)

この下降流発生のメカニズムを用いれば、図 2.11 から図 2.14 の位相 $\theta = 12\pi/8$ で見られるような直立円柱沖側に発生する剥離渦中での上昇流も以下のように説明できる。波の谷の通過時すなわち主流が沖向き流速の時、直立円柱表面で生成された渦は円柱沖側で集中し剥離渦を形成する。そしてその渦の水面は局所的に低下する。この水面の低下は局所的な圧力の低下を示す。流体はこの圧力の局所的な低下を何らかの形で補い、他の部分の圧力と釣り合おうとする。一方、剥離渦は円柱表面から渦度だけを供給されているのではなく、同様に乱れも供給されている。この乱れを含む流体は粘性項と移流慣性項とがほぼ等しく、この剥離渦中の乱れは渦の軸に沿って底面まで分布している。したがって、剥離渦の水面付近で発生した局所的な圧力の低下はこの渦軸に沿った領域の乱れの強い流体塊を動かしてその不均衡を是正しようとする。この運動をはじめた流体塊が上昇流を形成する。

以上が本実験・計測によって観察された z 軸方向・鉛直方向流れの発生機構である。

つぎに、図 2.23 に $y-z$ 鉛直断面内の乱れ強度 $\overline{w'w'}$ 分布を示す。 $z = 4\text{mm}$ あたりに乱れの最も強い領域が存在しているのがわかる。空間流速分布についても図 2.15 で述べたようにこの $z = 4\text{mm}$ あたりで大きな流速を示していた。これは、下降流によって乱れの強い流体塊が底面近くで輸送されるため、あるいは輸送された流体塊が流体の連続条件にたがって底面近傍で水平に広がるためである。

以上で示したように、本研究で対象とした直立円柱まわりの流れは、その乱れの分布と密接な関係がある。

2.5.3 円柱まわりの渦度分布

直立円柱まわりの位相平均流速 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ の3次元空間分布より渦度 ω の空間分布を算出した。その結果のうち直立円柱の岸側および沖側に剥離渦が発達した位相について、この空間渦度分布を渦度ベクトルを用いて図 2.24、図 2.25 に示す。図では大きな渦度ベクトルを明確にするため 0.02s^{-1} 以上の強さの渦度 ($|\omega| \geq 0.02\text{s}^{-1}$) をもつ渦度ベクトルのみを表示した。また渦度ベクトルの3次元表示を容易にするため、 y 軸方向の対称性を考慮に入れて、ここでは y 軸方向を逆にした左手座標系を用いて結果の表示を行っている。

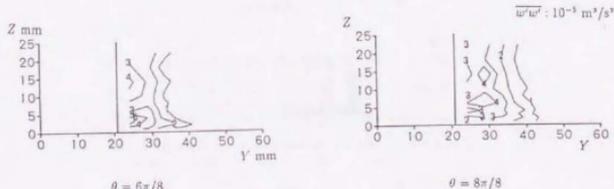


図 2.23: $x = -12\text{mm}$, $y-z$ 鉛直断面内の乱れ強度分布 $\overline{w'w'}$ (Case 1)

波の峰通過直後の直立円柱まわりの渦度分布を示した図 2.24 では、渦度ベクトルの集合として円柱の岸側に発達した剥離渦が見られる。この剥離渦は $\theta = 0\pi/8$ ではほぼまっすぐに直立しているが、その後 $\theta = \pi/8, 2\pi/8$ では、 $z = 4\text{mm}$ 付近の渦度ベクトルが他の部分より円柱から離れた点に位置し、あたかもこのあたりで剥離渦の軸が曲がっているかのようになっている。この位置は、図 2.23 や図 2.15 などでも示されているように流体運動の活発な領域である。このように剥離渦の軸が外側に曲がっているのは、円柱表面に沿う下降流が底面近傍で水平に広がるときに、この流れによって剥離渦が局所的に変形を受けたためである。

これに対して、沖向き流れによって円柱沖側に剥離渦が生じている図 2.25 では、 $\theta = 10\pi/8$ において底面上で剥離渦が局所的に外側に変形を受けている。この変形も円柱岸側の剥離渦と同様に円柱表面に沿った下降流に誘導された底面上の流れによるものである。ただし、円柱沖側の剥離渦はこの後下降流が弱まったため $\theta = 11\pi/8, 12\pi/8$ では底面上の渦度ベクトルの位置はそのまま底より上方の剥離渦が沖側に移流されており、底面上の渦度ベクトルの傾きは $\theta = 10\pi/8$ とは逆に傾いている。

また円柱からの剥離渦が変形を受ける高さが、円柱岸側の剥離渦は $z = 4\text{mm}$ であるのに対

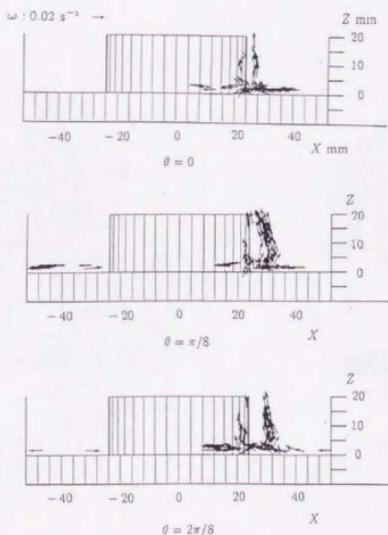


図 2.24: 円柱岸側に剥離渦が発生した位相の3次元渦度ベクトルの分布 (Case 1)

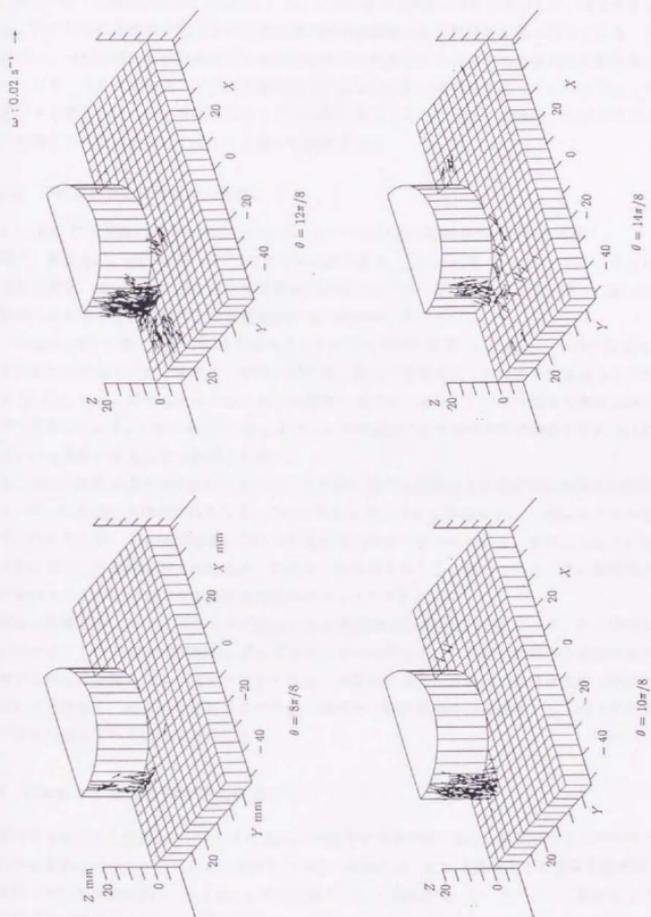


図 2.25: 円柱沖側に剥離渦が発生した位相の3次元渦度ベクトルの分布 (Case 1)

し、円柱沖側の剥離渦は底面上となっている。これは底面境界層の厚さに関係していると考えられる。円柱岸側に剥離渦が存在する位相は波の峰通過直後であり境界層が厚くなっている。これに対し、円柱岸側に剥離渦が存在する位相は波の谷が通過する前後であり底面境界層が薄くなっている。円柱表面を沿う下降流が底面近傍では乱れの強い境界層を通過して広がるようになっていることを考えれば、底面境界層の厚くなる位相で発生する円柱岸側の剥離渦が底面からやや離れた高さで外側に変形しているのは妥当な結果である。

2.5.4 円柱まわりの流体運動の特徴

$z = 2\text{mm}$ の水平面内流速分布を用いて、いくつかの統計的処理を施した結果を示す。

まず、流速 $\bar{u} = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2}$ の各点での最大値 \bar{u}_{max} の分布を図 2.26 に示す。これらの最大流速は、ほとんどの測定点で波峰通過時前後に生じているが、後流域や沖側の一部では剥離渦による誘導速度が要因となり剥離渦生成・発達時に生じている。

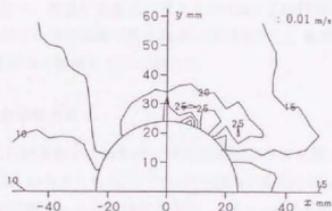
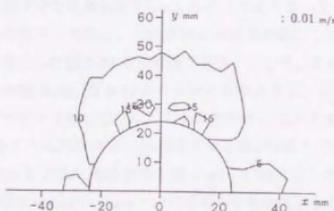
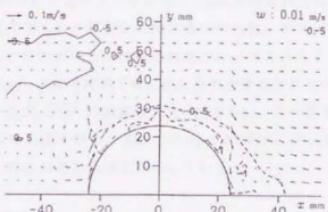
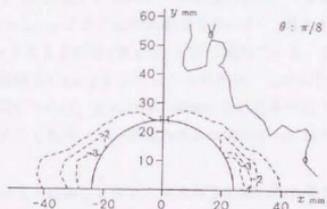
この図 2.26 からは、空間的に最大流速が発生するのが円柱側面 ($x = 0\text{mm}$) の点ではなく、やや岸寄りの側面上の点であることが読み取れる。さらに各測定点での時間平均流速分布を示した図 2.27 では、そのピークが空間最大流速発生点だけではなく、やや沖寄りの円柱側面上の点でも現れている。これらの点は図 2.3 で示した移動床による局所洗掘実験時にそれぞれ堆積あるいは洗掘が最大となった地点である。

図 2.28 に定常流成分の流速分布を示す。この図では円柱側面から岸側前面にわたる円柱表面上の幅広い領域で下降流がみられる。この定常流成分に現れる下降流は $z = 22\text{mm}$ の水平面内でもみられるが、その発生領域は円柱の岸側前面に後退・縮小している。またこの図では円柱沖側に発生した剥離渦が比較強かったため、定常流成分として残っている。この剥離渦は測定領域中どの水平面内の定常流流速成分分布にもみられた。

最後に各測定点における岸沖方向流速成分 \bar{w} の位相差の分布を図 2.29 に示す。この図から後流域において \bar{w} の位相が時間的に前にずれているのがわかる。これは、円柱からの剥離渦が誘導する円柱中心軸に向かう速度のためである。本実験の場合、この渦の誘導速度のために後流域だけではなく、直立円柱まわりのやや広い領域でこの剥離渦の誘導速度により岸沖方向流速の位相が前にずれる傾向がみられた。

2.6 Case 2: 平面粗面底面上の流れ

滑面平面固定床上の直立円柱まわりの流れの空間流速分布測定に続き、粗面平面上におかれた直立円柱まわりの流れの流速分布の測定を行った。底面には「2.2 移動床による局所洗掘実験」で底質に用いた中央粒径 $d_{50} = 0.6\text{mm}$ の砂を張りつけた平板を用いた。また、この粗度をつけた平板は測定領域内の流れに問題が起きない範囲内で小さくしたので底面摩擦による波高減衰は見られなかった。実験条件は底面に砂で粗度をつけた平板を用いた点以外は「2.5 Case 1: 平面滑面底面上の流れ」と同一である。

図 2.26: 最大流速 q_{max} の分布 ($z = 2\text{mm}$)図 2.27: 時間平均流速 \bar{q} の分布 ($z = 2\text{mm}$)図 2.28: 流速の定常成分の分布 ($z = 2\text{mm}$)図 2.29: 流速 u の位相差の分布 ($z = 2\text{mm}$)

したがって Case 1 と比べ、底面に粗度をつけたこの Case 2 の特徴は底面上に発達する強い乱れにある。そこで、このケースではまず乱れ強度の分布を示し、その後この乱れ分布によって生じる流速分布・渦度分布の特徴について論じる。

2.6.1 円柱まわりの乱れ強度分布

粗面平面底面上の直立円柱まわりの流れの3次元空間流速分布を図 2.30 から図 2.34 に示す。Case 1 と同様、 $\overline{u'u'}$ 、 $-\overline{v'v'}$ の分布とも $\overline{w'w'}$ の分布と同様の傾向を示したので、ここでは $\overline{w'w'}$ の分布を示す。図 2.30 に位相 $\theta = 0$ における各高さ z の x - y 水平面内の乱れ強度 $\overline{w'w'}$ の分布を示す。図 2.22 に示した Case 1 の乱れ強度分布と比較してこの分布は同じ傾向を示しているが乱れそのものの強さはわずかではあるが Case 2 のほうが強くなっている。

この傾向は、冲向流れが発生・発達し、円柱沖側に剥離渦が発生したときの位相 $\theta = 12\pi/8$ の水平面内乱れ強度分布を示した図 2.31 でも観察できる。そして、この位相における鉛直断面内の乱れ強度分布を示した図 2.32、図 2.33 からも明らかのように、図 2.31 で見られる乱れの強い部分は鉛直上方にまっすぐ分布しているようすがわかる。この乱れの強い領域には後に示す図 2.40 を見てもわかるように円柱沖側の剥離渦の中心軸が存在している。図 2.30 に示した岸向き流れの強い位相 $\theta = 0$ の乱れ強度分布と図 2.31~2.33 に示した冲向き流れの強い位相 $\theta = 12\pi/8$ の乱れ強度分布をそれぞれ Case 1 の対応する位相の乱れ強度分布と比較すると、直立円柱の沖側のほうが岸側より Case 1 にくらべてより強い乱れが観察された。これは後に述べるが、この Case 2 で観察された上昇流や下降流が Case 1 のそれらよりも強いために円柱岸側では下降流により底面近傍の乱れが底面上に押さえつけられ、また円柱沖側の剥離渦中では上昇流により底面で発生した乱れが上方に輸送されたためと考えられる。

この Case 2 では $z = 4\text{mm}$ の水平面内で特に強い乱れが観察されたが、中でも位相 $\theta = 14\pi/8$ の位相において最も強い乱れ $\overline{w'w'}$ が観察された(図 2.34)。この図 2.34 では乱れの強い領域が主流とともに移動している様子が見られるが、Case 1 と同様に図 2.35 に示すように、この乱れの強い領域とともに上昇流の発生領域も移動している。

2.6.2 円柱まわりの流速分布

粗面平面底面上の直立円柱まわりの流れの3次元空間流速分布を図 2.35 から図 2.40 に示す。図 2.36 に底面近傍 $z = 1\text{mm}$ の水平面内流速分布を示す。図 2.11 と比較すると、この水平面内流速分布では Case 1 より下降流 ($\overline{w} < 0$) が強く現れている。また、特に $\theta = 4\pi/8$ の位相でみられる岸側の剥離渦は Case 1 のものよりも大きい。このように Case 1 よりもさらに明確な下降流や上昇流が現れたのは、乱れの強い領域においてその乱れが大きくなり、Case 1 に比べて粘性項がさらに大きくなり、この領域内の流体塊がさらに動かされやすくなったためである。

この直立円柱表面に沿う下降流など直立円柱まわりの流れの特徴的な流体運動は位相 $\theta = 0$ において $z = 2\text{mm}$ の高さの水平面内で最も顕著に見られた(図 2.37)。先に述べた乱れ強度の

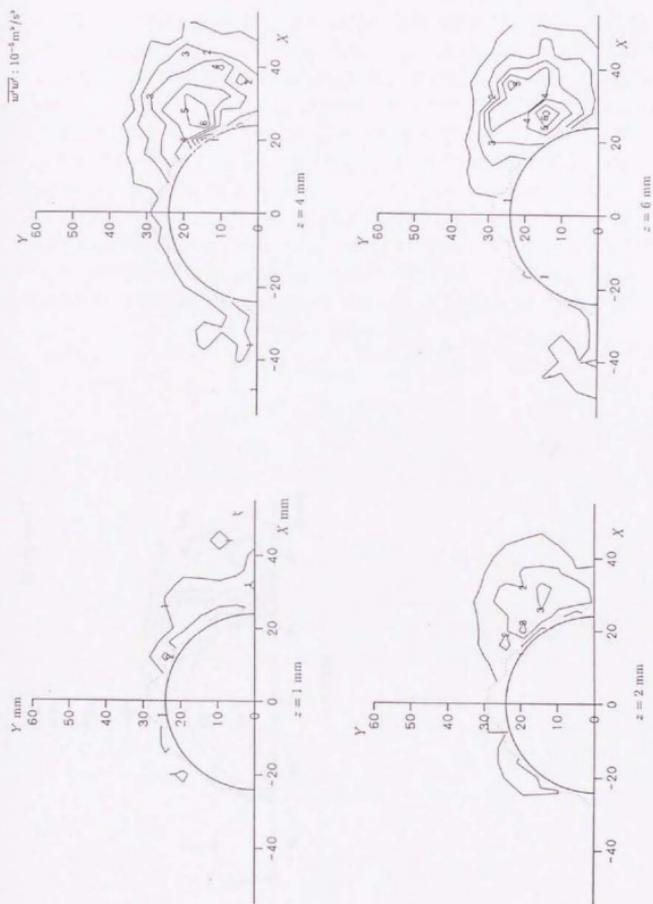


図 2.30: 位相 $\theta = 0$ における各 $x-y$ 水平面内の乱れ強度分布 $\overline{w'w'}$ (Case 2)

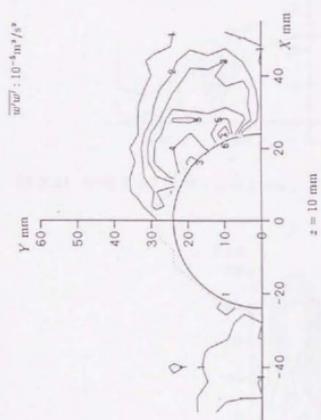


図 2.30: 位相 $\theta = 0$ における各 $x-y$ 水平面内の乱れ強度分布 $\overline{w'w'}$ (Case 2)

空間分布では、乱れが平均的に強く現れているのは高さ $z = 4\text{mm}$ の x - y 水平面であった。これに対して図 2.37 で直立円柱まわりの特徴的な流体運動が最も活発だったのが高さ $z = 2\text{mm}$ であったのは、波の峰が通過することによる底面近傍の圧力上昇、あるいは直立円柱表面に沿う強い下降流によって、底面境界層を含めた底面近傍の流体が底面に押しつけられたためと考えられる。この様な波の峰の通過時に底面ごく近傍の領域に活発な流体運動が集中する様子は y - z 鉛直断面内の流速分布を示した図 2.38 中の \bar{w} の分布にも表れている。

つぎに対称面 ($y = 0\text{mm}$) 内の流速分布を図 2.39 に示す。この図の円柱岸側 ($x \geq 24\text{mm}$) には剥離渦が存在しており、流速ベクトルの w 成分が逆転するあたりに剥離渦の高軸があると考えられるが、この流速の逆転する点をたどると剥離渦の底面近傍部分ではその上方の部分より剥離や渦の成長が活発であることがわかる。この現象は先の Case 1 で述べたように水面近傍で生じた乱れの強い流体塊を動かし底面上に流れを集めようとするために底面近傍の流体運動が活発になって生ずる現象であるが、Case 2 では Case 1 に比べこの現象がより顕著に現れている。

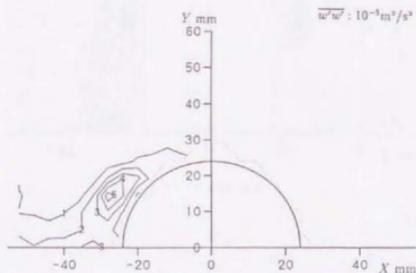


図 2.31: 位相 $\theta = 12\pi/8$, $z = 4\text{mm}$, x - y 水平面内の乱れ強度分布 $\overline{w'w'}$ (Case 2)

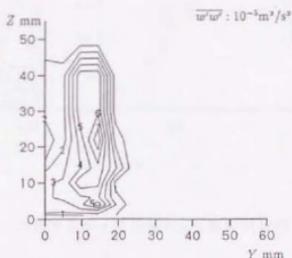


図 2.32: 位相 $\theta = 12\pi/8$ における y - z 鉛直断面内の乱れ強度分布 $\overline{w'w'}$ (Case 2)

る。これは Case 2 では底面を粗面にしたことによって底面近傍の乱れが Case 1 より強くなり、より粘性項が大きくなり、水面近傍で生じた余剰圧力に誘起される下降流が強くなったためである。

また、沖側の剥離渦を切る $y-z$ 断面内の流速分布を示した図 2.40 では $\bar{u} = 0 \text{ mm/s}$ が渦の中心軸を示すが、この図が示すように底面近傍では渦が広がっており、その流速 \bar{u} の分布の勾配も底面から離れた点に比べて底面近傍では急勾配となっている。これは岸側の剥離渦と同様、底面上の乱れの発達により円柱沖側の剥離渦も底面近傍の部分の方が活発に運動していることを示している。

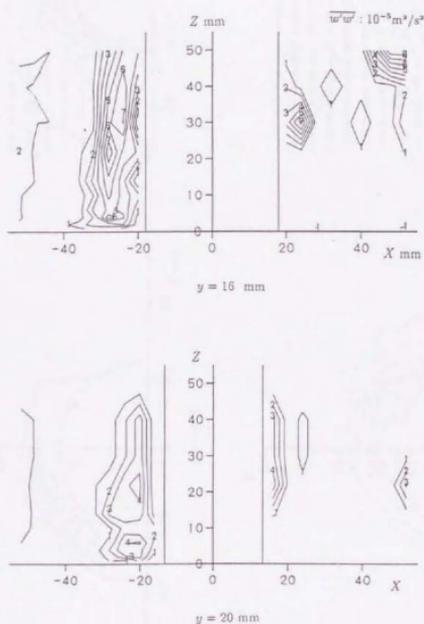


図 2.33: 位相 $\theta = 12\pi/8$ における $z-x$ 鉛直面内の乱れ強度分布 $\overline{w'w'}$ (Case 2)

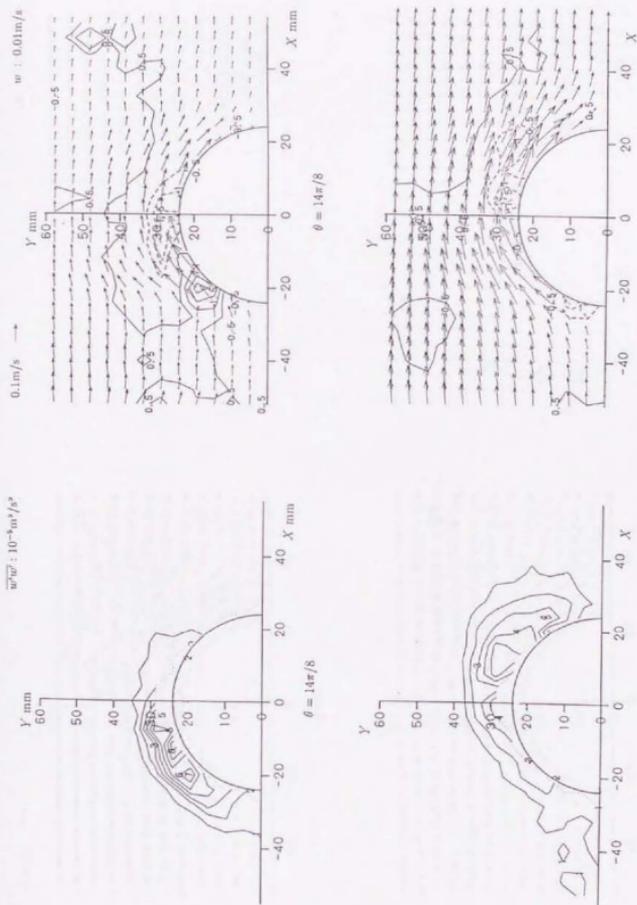


図 2.34. $z = 4 \text{ mm}$ における x - y 水平面内の乱れ強度分布 $\overline{w'w'}$ (Case 2) 図 2.35. $z = 4 \text{ mm}$ における x - y 水平面内の流速分布 \bar{u}, \bar{v} (Case 2)

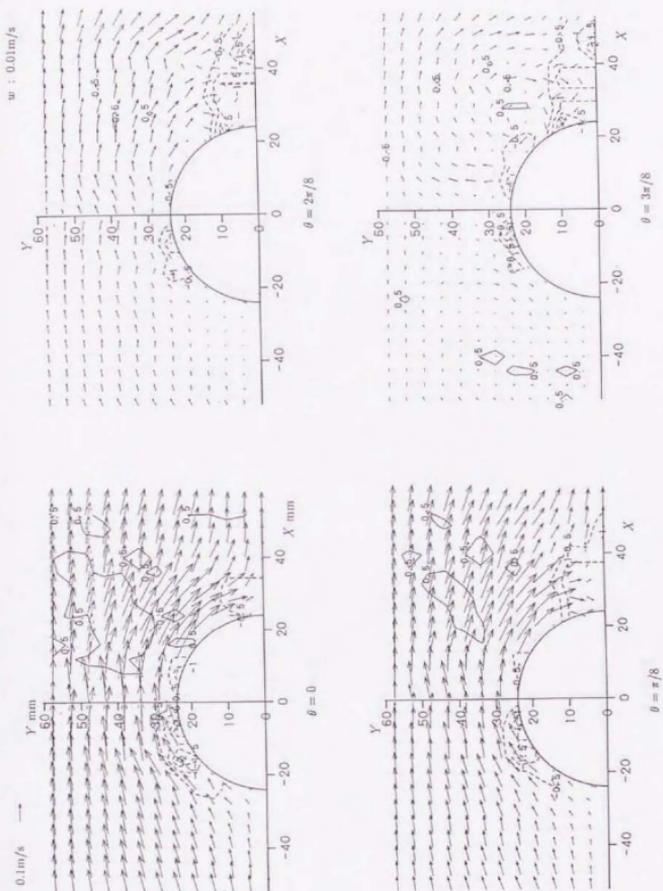


図 2.36: $z = 1 \text{ mm}$, x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 2)

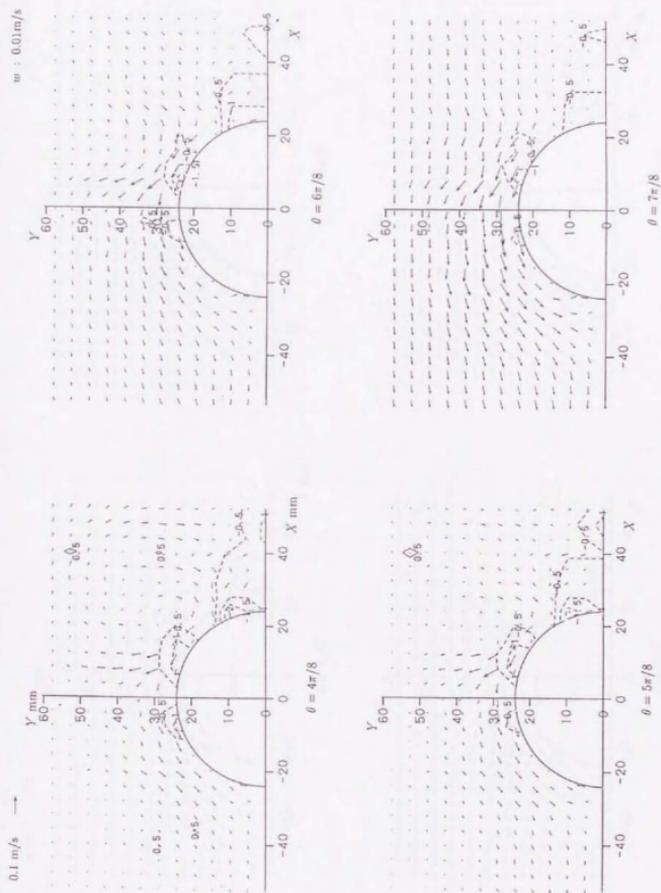


図 2.36: $z = 1\text{ mm}$, x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 2, つばき)

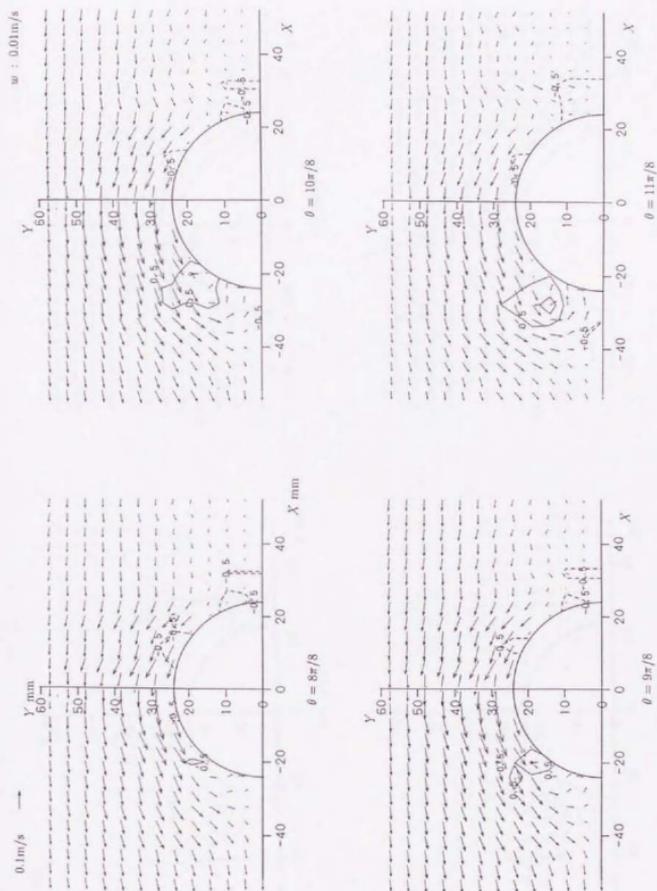


図 2.36: $z = 1 \text{ mm}$, x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 2, つづき)

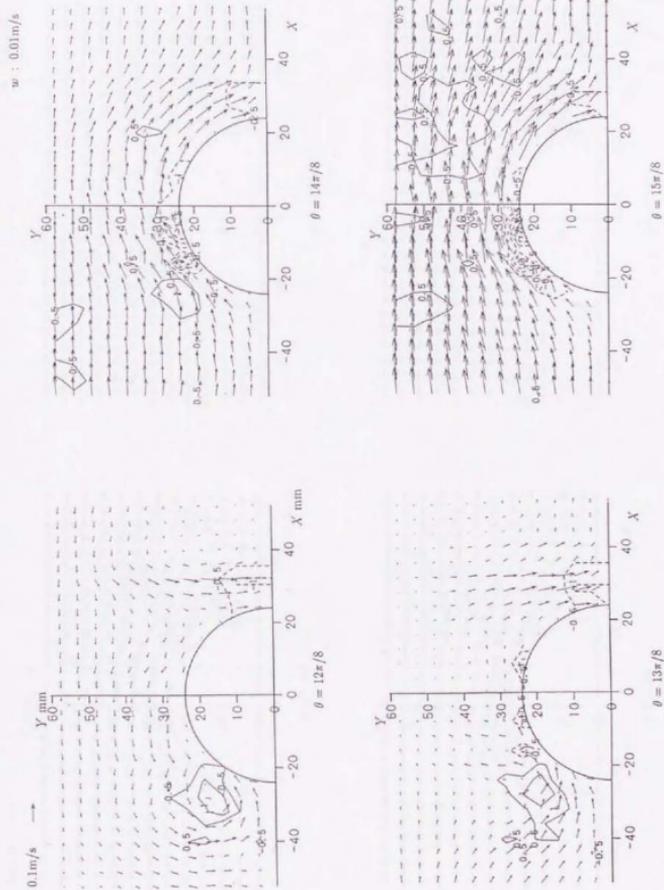


図 2.36: $z = 1\text{mm}$, x - y 水平面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 2, つづき)

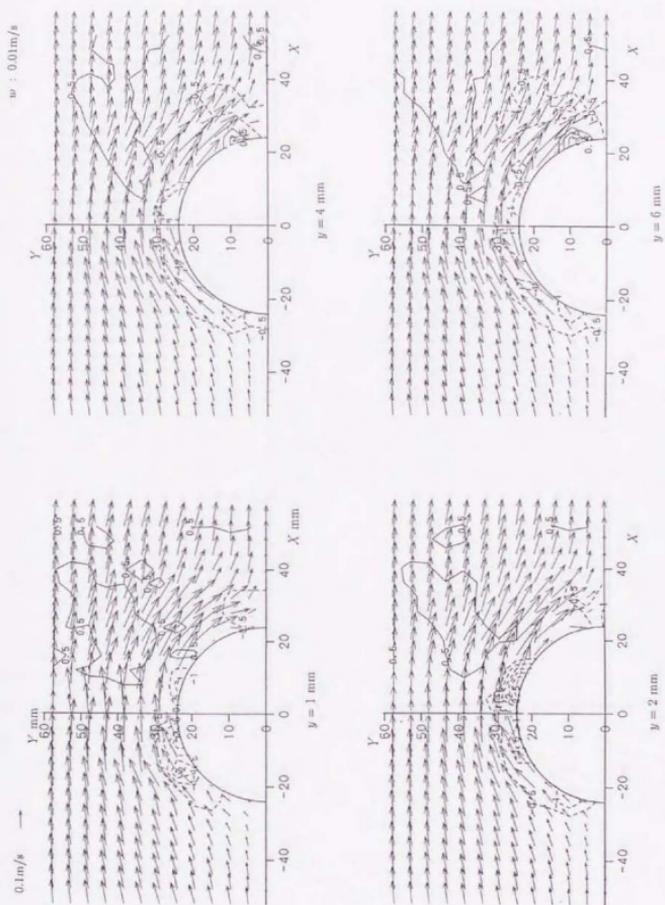


図 2.37: 位相 $\theta = 0\pi/8$ における各 x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 2)

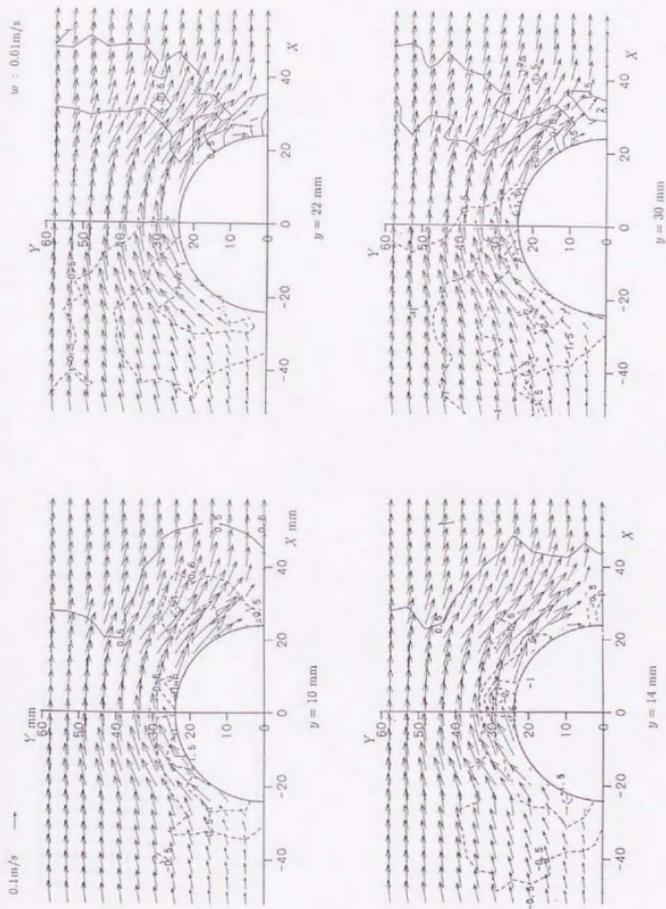


図 2.37: 位相 $\theta = 0\pi/8$ における各 x - y 水平面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 2, つづき)

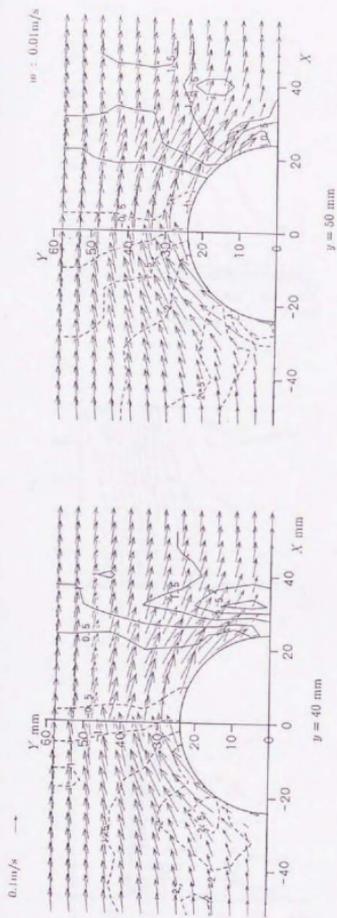
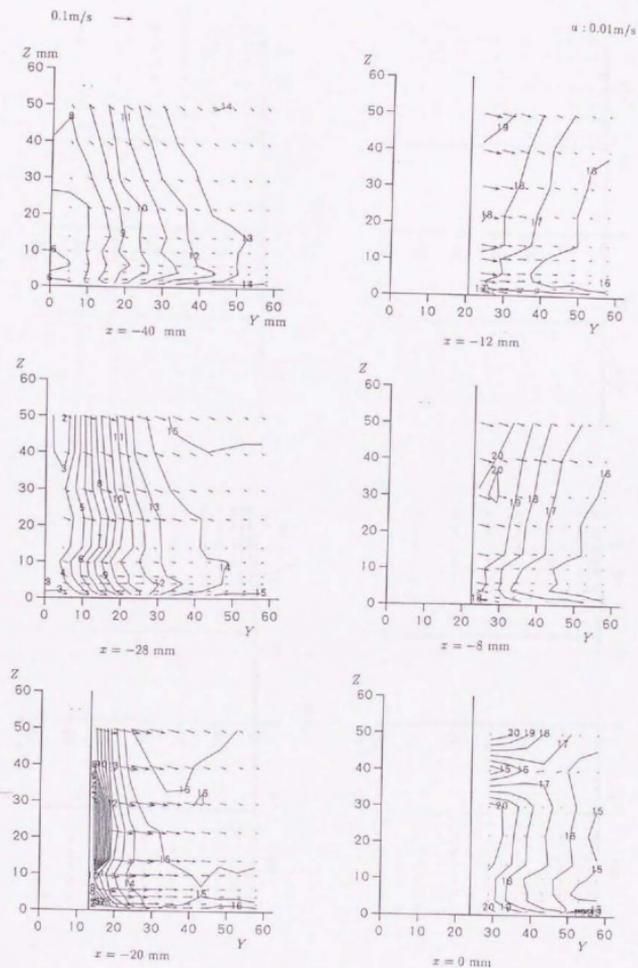


図 2.37: 位相 $\theta = 0\pi/8$ における各 x - y 水平面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 2, つづき)

図 2.38: 位相 $\theta = 0$ における各 y - z 鉛直断面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 2)

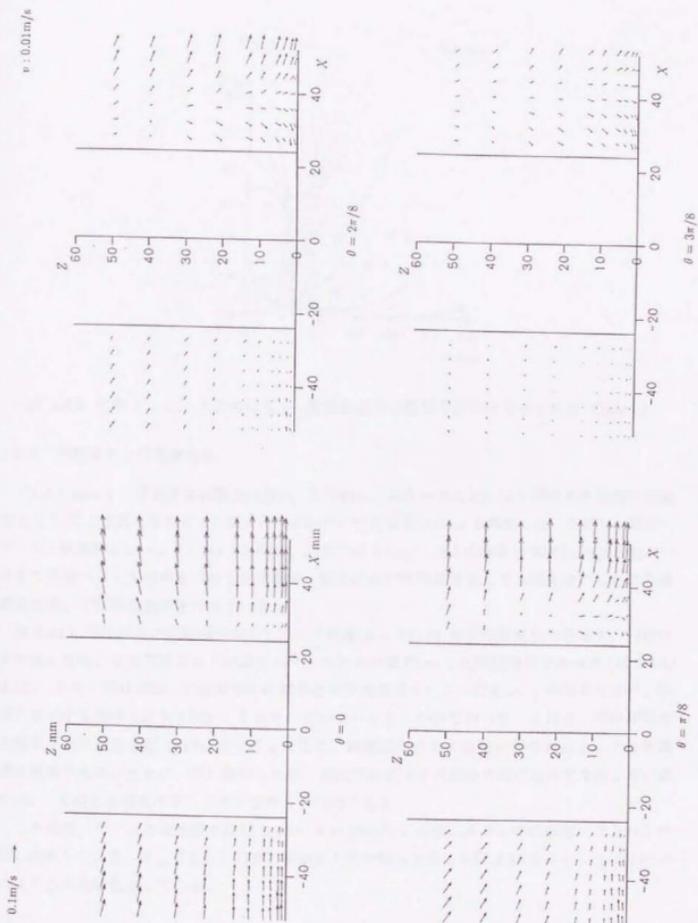


図 2.39: 対称面 ($y = 0 \text{ mm}$, z - x 鉛直面) 内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 2)

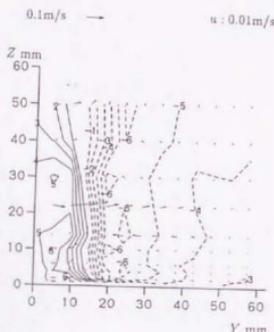


図 2.40: 位相 $\theta = 12\pi/8$ における y - z 鉛直断面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 2)

2.6.3 円柱まわりの渦度分布

「2.5 Case 1: 平面滑面底面上の流れ」と同様、本ケースにおいても得られた位相平均流速 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ の3次元空間分布より直立円柱まわりの空間渦度分布 ω を算出した。ただし、渦度ベクトル・座標軸についても Case 1 と同様、図中では $0.02s^{-1}$ 以上の強さの渦度 ($|\omega| \geq 0.02s^{-1}$) をもつ渦度ベクトルのみを表示し座標軸も y 軸方向の対称性を考慮して y 軸を逆にした左手座標系を用いて結果の表示を行っている。

図 2.41 に円柱沖側に剥離渦が発生している位相 $\theta = 12\pi/8$ の空間渦度分布を示す。円柱岸側の渦も含め、直立円柱まわりの渦度ベクトルの分布は Case 1 とほぼ同様であった (図 2.24, 2.25)。ただし円柱岸側・沖側両方の剥離渦ともその渦度ベクトルは Case 1 の結果と比べ、図中に表示する条件 $|\omega| \geq 0.02s^{-1}$ を満たしているベクトルが少なかった。これは、円柱岸側の剥離渦を例に取ると図 2.37 に見られるように、剥離渦そのものは強いがそれ以上にその剥離渦の規模が大きいために、特に集中した強い渦度が存在せず渦度分布図に表示する際しきい値 $0.02s^{-1}$ を越える渦度ベクトルが少なかったためである。

この渦度ベクトルの分布図では図 2.25 の $\theta = 10\pi/8$ と同様に底面近傍の渦度ベクトルが外側に変形している。そしてそれと同時に底面よりやや離れた点でも図 2.25 の $\theta = 11\pi/8, 12\pi/8$ のように外側に変形している。

2.7 MASCON モデル

次節の「2.8 Case 3: 局所洗掘地形上の流れ」では実際に局所洗掘の進んだ複雑な底面地形上の流速分布の測定結果について述べる。この Case 3 でも、用いた測定装置は Case 1, Case 2

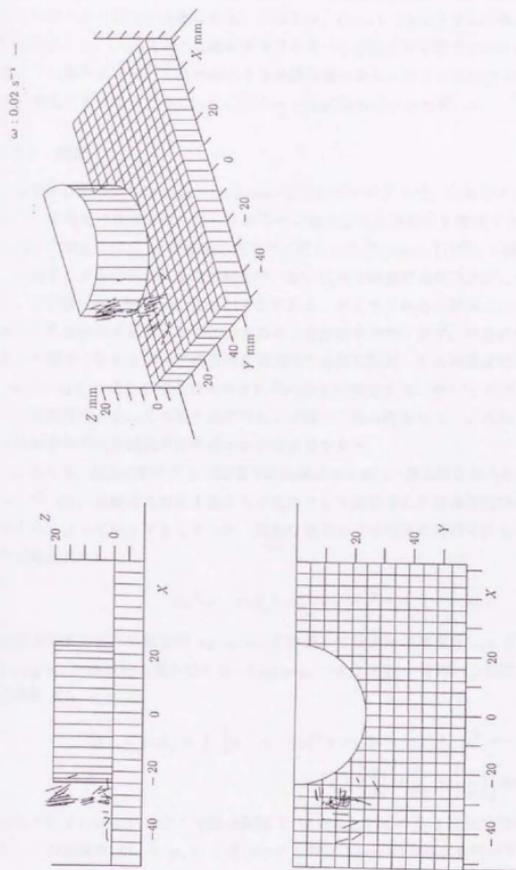


図 2.41: 円柱沖側に剥離渦が発生した位相の3次元渦度ベクトルの分布 (Case 2)

と同一であるため、測定では流速の \bar{u}, \bar{v} のみを測定しており、この測定結果を用いて \bar{w} 成分は何かの方法で算出する事になる。このとき、Case 1, Case 2 では流体の連続条件式を用いて直接算出した。Case 3 もこの連続条件式を用いるが底面が平面でないため Case 1, Case 2 と同様にこの条件式を用いて直接算出する事は困難である。そこで本研究では Case 3 の流速 \bar{w} 成分を算出するにあたって以下に述べる MASCON モデルを用いた。

2.7.1 概要

MASCON モデルは mass consistent な場を表すモデルで、気象学の分野において複雑な地形を示す現地で観測されたデータからその地形上の風速分布を推定するモデルの1つとして、Sasaki (1958, 1970a,b) が提案したモデルをもとに Sherman (1978) が開発したモデルである。

気象学の分野で行われる現地観測は一般に広大な観測対象領域に対して行われるにも関わらず、その領域内の観測点の数はわずかである。そこでこれらの観測点のデータから観測対象領域内の風速分布を算定するのにつきのような段階を踏む。まず、得られた観測点のデータから各種の風速分布則を用いて観測対象領域内に無数に配置した風速算定点各点の鉛直成分・水平2成分の合計3成分の風速分布をそれぞれ独立に推定する。そしてその次にこれら独立に推定された風速成分をいくつかの条件のもとに修正・整合性をとる。この様にして推定・修正された風速分布を現地観測の結果得られた風速場とする。

このうち、MASCON モデルは個々の風速成分を修正・整合性を取るためのモデルである。このモデルは、連続式を満足することを条件として推定された各風速成分の値を付帯条件付きの変分法によって修正するモデルで、複雑な地形上でも容易に適用可能なモデルである。付帯条件は連続式をもとに

$$\alpha_x^2(u - u_0)^2 + \alpha_y^2(v - v_0)^2 + \alpha_z^2(w - w_0)^2 \quad (2.6)$$

を最小とするように推定値 u_0, v_0, w_0 を修正して最適な流速成分 u, v, w を決定する。ここで、 $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ は各成分の重みである。Lagrange の未定乗数 λ を用いると式(2.6)を満足するには汎関数 $E(u, v, w, \lambda)$

$$E(u, v, w, \lambda) = \int_V \left[\alpha_x^2(u - u_0)^2 + \alpha_y^2(v - v_0)^2 + \alpha_z^2(w - w_0)^2 + \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] dx dy dz \quad (2.7)$$

を最小にすればよい。ここで積分範囲 V は対象としている3次元空間の領域全体を示している。この汎関数 $E(u, v, w, \lambda)$ を最小にする解は Euler の方程式を用いて

$$u = u_0 + \frac{1}{2\alpha_x^2} \frac{\partial \lambda}{\partial x} \quad (2.8)$$

$$v = v_0 + \frac{1}{2\alpha_y^2} \frac{\partial \lambda}{\partial y} \quad (2.9)$$

$$w = w_0 + \frac{1}{2\alpha_z^2} \frac{\partial \lambda}{\partial z} \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.11)$$

の様に分得られる。式(2.8)から式(2.10)を式(2.11)に代入すると、以下に示すような λ に関する楕円型偏微分方程式が得られる。

$$\frac{1}{\alpha_x^2} \frac{\partial^2 \lambda}{\partial x^2} + \frac{1}{\alpha_y^2} \frac{\partial^2 \lambda}{\partial y^2} + \frac{1}{\alpha_z^2} \frac{\partial^2 \lambda}{\partial z^2} = -2 \left(\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{\partial w_0}{\partial z} \right) \quad (2.12)$$

ただし境界条件は流体の流入出を許す場合には $\lambda = 0$ 、許さない場合には $\partial \lambda / \partial n = 0$ である。ここで、 \mathbf{n} は境界面の法線外向きの単位ベクトルを示す。また、重み $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ は本来観測誤差に関して決定される係数であり、誤差の小さいときには大きな値をもつ。この式(2.12)をS.O.R.法で解いて λ を求め、式(2.8)から式(2.10)に代入すれば u, v, w が求められる。

2.7.2 適用方法

先に述べたように、MASCONモデルは気象学の分野で提案・活用されているモデルであるが、日野ら(1989)、孟ら(1990)はこのモデルの実験室レベル測定結果への適用を試みている。具体的には、彼らは対象としている2次元あるいは3次元の流速分布を測定・算定するにあたって同時計測が可能な成分のみを測定し、残りの成分をMASCONモデルを用いて推定している。本計測でもほぼ同様の方法で測定・算定を行う。

式(2.12)においてまず、修正前の値 u_0, v_0, w_0 を決める。実際の測定データがある流速成分についてはこの測定データそのものを用いる。これに対して、測定データのない流速成分についてはすべて0とする。

つぎに、重み $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ を決定する。この重みは測定された成分の重み α_{meas} と、測定されていない成分の重み α_{nomeas} の2種類に分けられる。本実験では流速 v 成分は実際には測定していないので $\alpha_y = \alpha_{\text{nomeas}}$ である。重み $\alpha_{\text{meas}}, \alpha_{\text{nomeas}}$ の算定にあたっては、これらの重みの値の変化に対して測定された流速成分は鈍感でなくてはならない、測定された流速成分については測定値と修正値がほぼ等しくならなければならない、の2点に注意しなければならない。すなわち測定した流速成分 u, w に対して、重み $\alpha_{\text{meas}}, \alpha_{\text{nomeas}}$ が多少変化しても測定された流速成分では $u \approx u_0, w \approx w_0$ でなければならない。この点に注意して本測定結果にMASCONモデルを適用する。

次に述べるCase 3, つまり実際の局所洗掘地形を用いて行った測定では、この様にして求めた u_0, v_0, w_0 および重み $\alpha_{\text{meas}}, \alpha_{\text{nomeas}}$ をもちいて直立円柱まわりの3次元空間流速分布 u, v, w を求める。

2.8 Case 3 : 局所洗掘地形上の流れ

「2.5 Case 1 : 平面滑面底面上の流れ」, 「2.6 Case 2 : 平面粗面底面上の流れ」に続き、今度は実際の波動場直立円柱まわりの局所洗掘地形を参考にして作った局所洗掘模型上の流れを測定・解析を行った。参考にした局所洗掘地形は「2.2 移動床による局所洗掘実験」で得ら

れた洗掘地形である。また解析の段階において実際に測定した位相平均流速成分 \bar{u} , \bar{v} から残りの成分 \bar{w} を見積もるにあたっては、「2.7 MASCON モデル」で述べた MASCON モデルを用いた。

その結果、得られた流速分布は Case 1 や Case 2 とは異なり、乱れの影響よりも底面地形の影響を受けた流れの様相がとらえられた。

2.8.1 用いた底面地形

本ケースでは、「2.2 移動床による局所洗掘実験」で得られた図 2.3 の波動場直立円柱まわりの局所洗掘地形を参考に作成した局所洗掘地形、図 2.42 を底面として用いた。この地形模型の表面には「2.2 移動床による局所洗掘実験」で用いた中央粒径 $d_{50} = 0.6\text{mm}$ の底質砂 (図 2.1) を張り付けている。この局所洗掘地形の模型を作成するにあたっては地形が $y = 0\text{mm}$ を対称面とする対称の洗掘地形となるように注意しながら、図 2.3 をできるだけ忠実に再現するように作成を試みた。ここで地形が対称になるように変更したのは、本実験の条件では局所洗掘地形は対称になると考えられるからで、図 2.3 に見られるわずかな非対称性については移動床での洗掘実験時の初期地形にわずかな非対称性があったために生じたと考えられる。

本実験では波動場の条件も「2.2 移動床による局所洗掘実験」と同一であるため、この局所洗掘地形模型の上の流れは移動床による局所洗掘実験での底面上の流れを十分に再現していると考えられる。

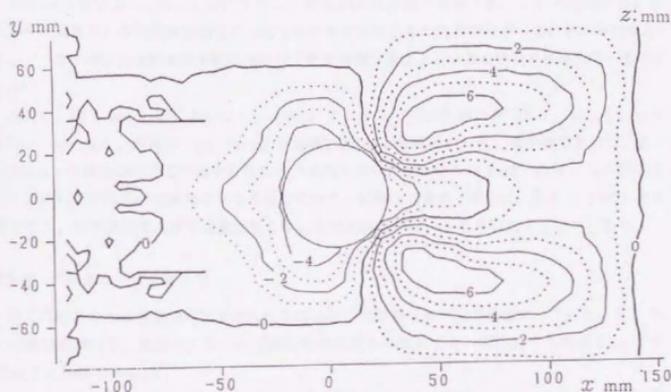


図 2.42: 流速分布測定 Case 3 で用いた局所洗掘地形模型の地形

2.8.2 円柱まわりの流速分布

図 2.43 から図 2.48 に局所洗掘地形模型上の流れの流速分布を示す。底面の地形として図中に示した線は、未測定流速成分 \bar{v} を算出するために用いた MASCONE モデルにおいて底面境界条件として用いた測定メッシュ上での地形を示したので、これらの線は図中では粗い折れ線で示されている。

図 2.43 は各高さ z での位相 $\theta = 0$ での水平面 (x - y 平面) 内流速分布である。この図では岸向き流れが円柱沖側斜め前面の洗掘域から岸側斜め前面の堆積域へ底面に沿って流れており、その後この堆積域を越えてさらに岸側へ流れて行く様子がわかる。また洗掘域の底面近傍ではそれほど大きな流速は生じていないこともわかる。

図 2.44 は図 2.43 の $2\pi/8$ 位相後の流況を示している。このとき円柱岸側には剥離渦が発生しているがその中心位置は明確ではなく、しかも各高さ z の x - y 水平面によってその剥離渦の様子がまちまちである。さらにこの剥離渦が発生している領域、つまり円柱岸側前面近傍ではかなり強い上昇流と下降流が発生し複雑な流れを形成している。ただし高さ $z = 22\text{mm}$ の x - y 水平面内では明確な剥離渦は観察されなかった。

逆に図 2.43 より $3\pi/8$ 位相前の流況を示した図 2.45 では、円柱沖側に円柱からの剥離渦が発生しているが、その規模はさして大きくなく、また Case 1 や Case 2 の図 2.11 から図 2.14 や図 2.35 の図に見られるような剥離渦中の強い上昇流は認められず、剥離渦の中心からやや円柱よりの領域にさほど強くない上昇流が確認できた。

図 2.46 に位相 $\theta = 2\pi/8$ における各 z - x 鉛直面内の流速分布を示す。これらの図から、波の峰の通過直後には円柱岸側前面に y 軸方向に水平な軸をもった渦が存在しているのがわかる。そして、この渦は主流の岸沖方向の流れが止まる瞬間に底面上に大きな流速を誘導している (図 2.47)。

ただし、図 2.46, 2.47 において、 $y = 0\text{mm}$ ではさほど明確な渦がみられず、むしろ、 $y = 9.6, 14.4\text{mm}$ など、対称面 ($y = 0\text{mm}$) から離れた z - x 鉛直面内で強い渦が観測された。 $y = 19.6\text{mm}$ z - x 鉛直面内でこの渦を位相ごとの変化を追いかけたのが図 2.48 である。この図にみられる流れは底面形状の影響を大きく受けており、砂礫上の流れ (例えば、浜本ら, 1982) と比較すると、砂礫頂部で大きな流速が生じているなど似たパターンを見いだすことができる。

2.8.3 円柱まわりの渦度分布

直立円柱まわりの流速分布図では円柱岸側前面で大規模な水平渦が確認されていた。そこで、この渦の振舞いを、渦度ベクトルの空間分布の視点から観察する。図の表示方法は Case 1 や Case 2 と同様である。

図 2.49 は波の峰が通過する前後の位相での直立円柱まわりの渦度ベクトルの分布の様子を沖側斜め前面より見た図である。円柱側面の底面に沿っていた流れが円柱岸側斜め前面に位置する底面の凸部の頂部で剥離し、渦を生成している様子がわかる。また、この渦が明確に現れている位相の3次元渦度ベクトルの分布を図 2.50 に示す。この図から円柱岸側の大規模渦について、

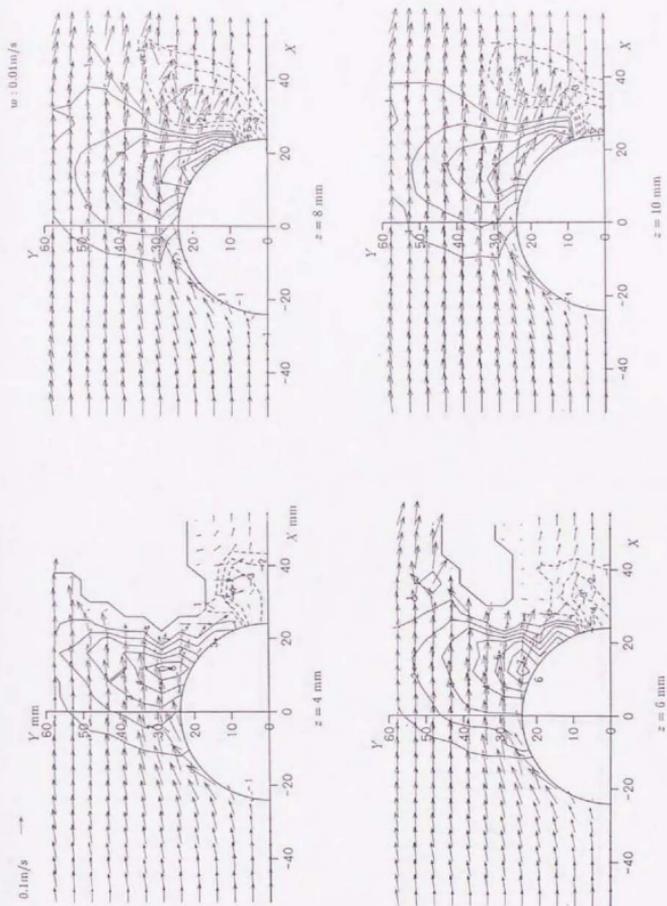


図 2.43: 位相 $\theta = 0$ における各 x - y 水平面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 3)

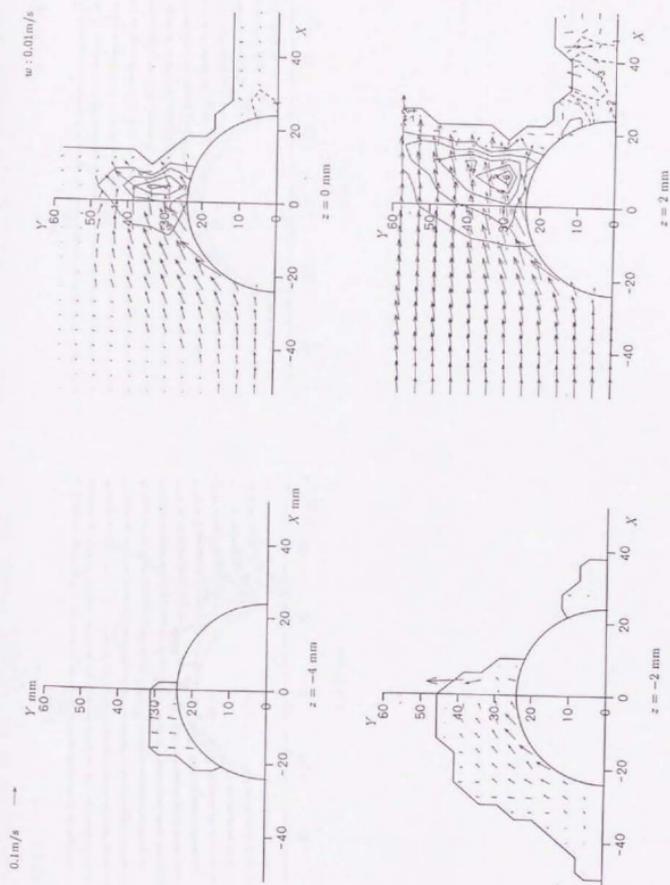


図 2.43: 位相 $\theta = 0$ における各 x - y 水平面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 3, つづき)

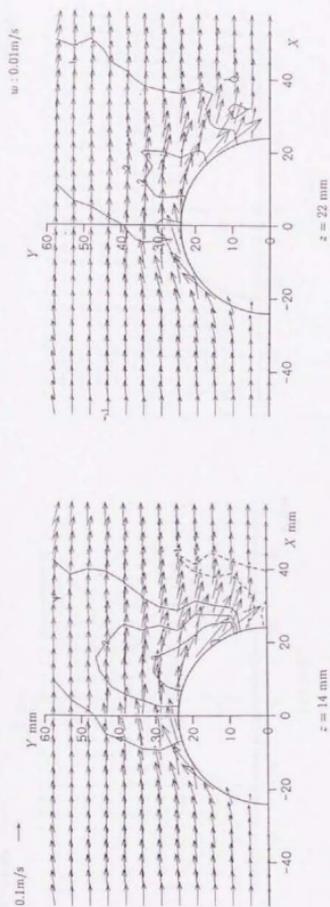


図 2.43: 位相 $\theta = 0$ における各 x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 3, つづき)

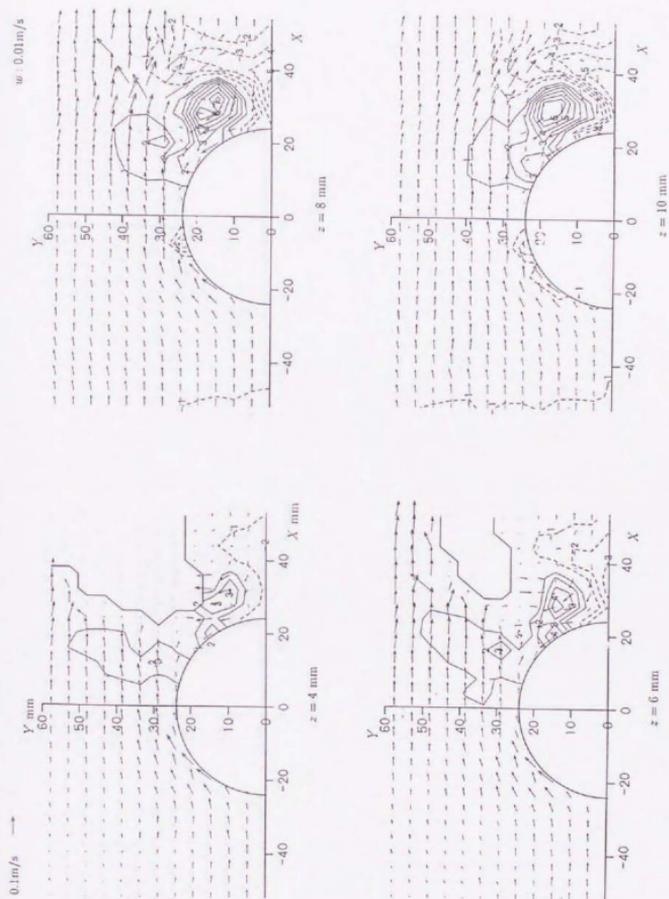


図 2.44: 位相 $\theta = 2\pi/8$ における各 x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 3)

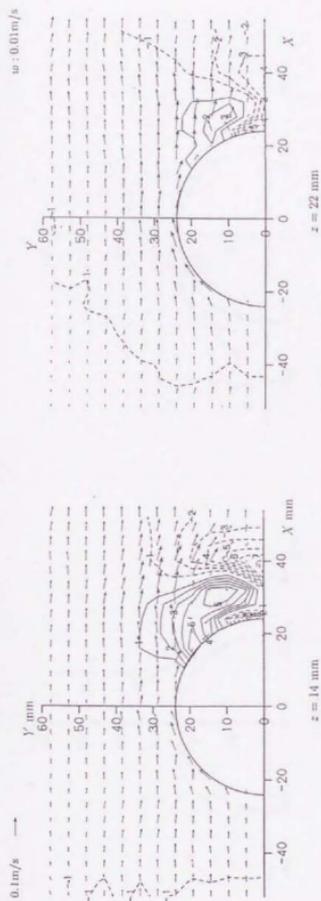
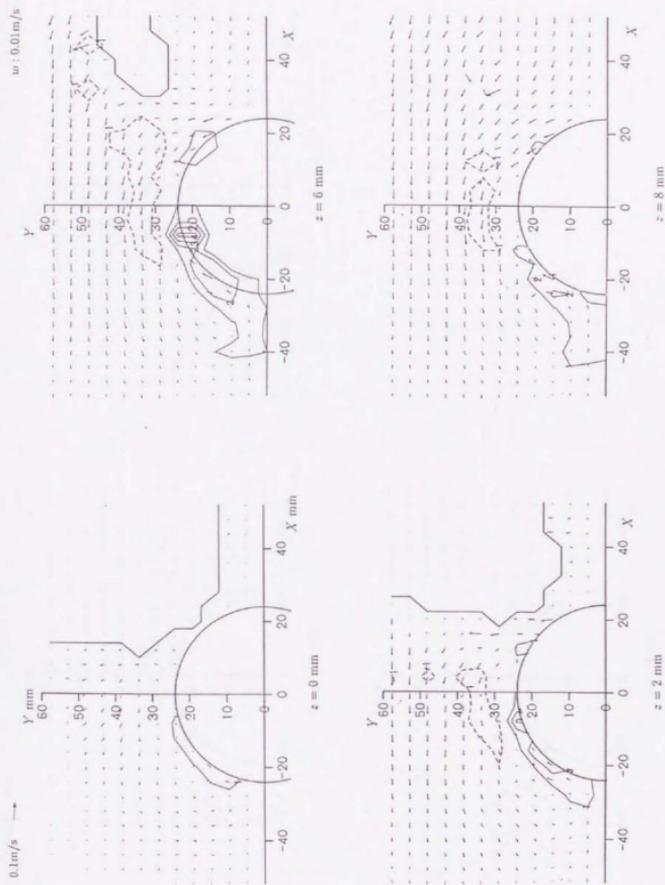


図 2.44: 位相 $\theta = 2\pi/8$ における各 x - y 水平面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 3, つづき)

図 2.45: 位相 $\theta = -3\pi/8$ における各 x - y 水平面内の位相平均流速分布 \bar{u}, \bar{v} (Case 3)

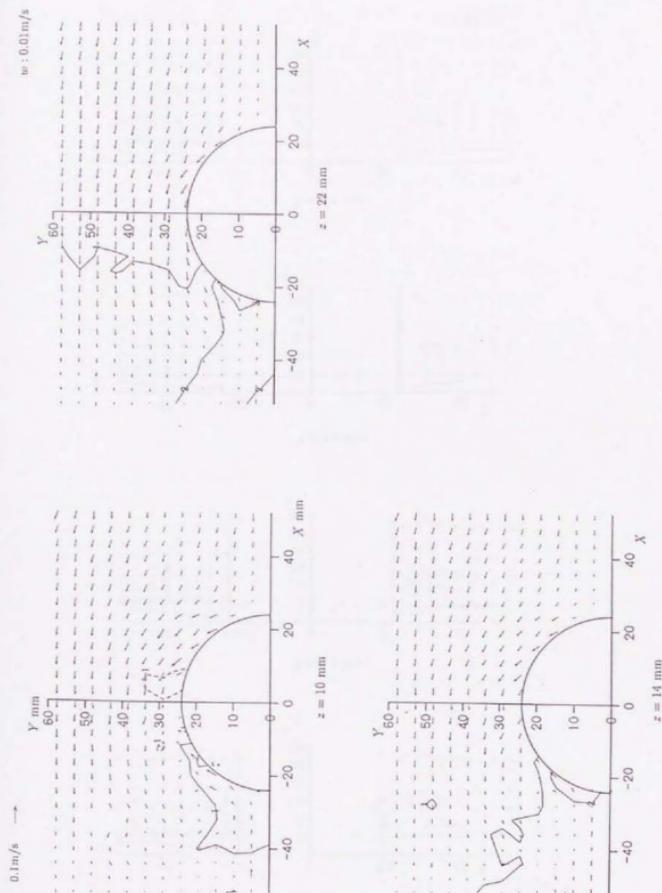


図 2.45: 位相 $\theta = -3\pi/8$ における各 x - y 水平面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 3, つぶき)

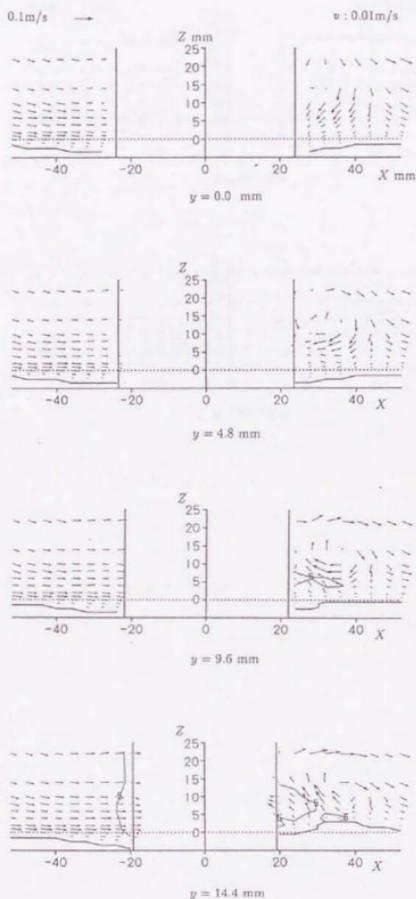


図 2.46: 位相 $\theta = 2\pi/8$ における各 z - x 鉛直面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 3)

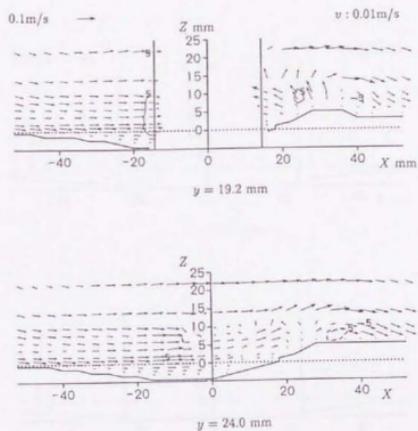


図 2.46: 位相 $\theta = 2\pi/8$ における各 z - x 鉛直面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 3, つづき)

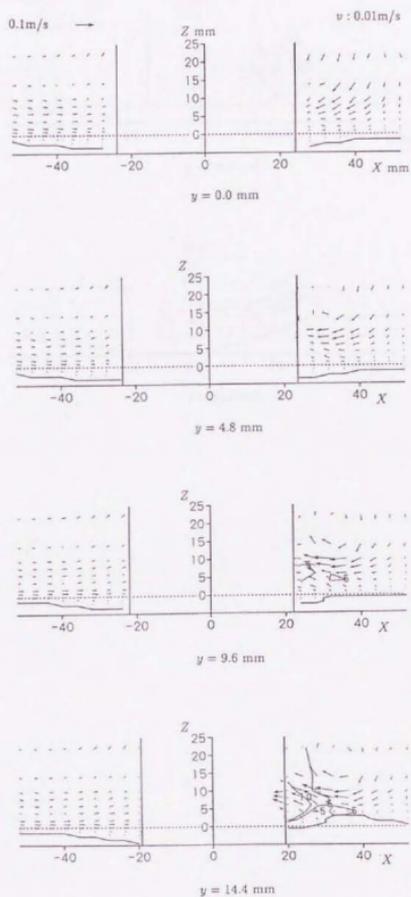


図 2.47: 位相 $\theta = 3\pi/8$ における各 z - x 鉛直面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 3)

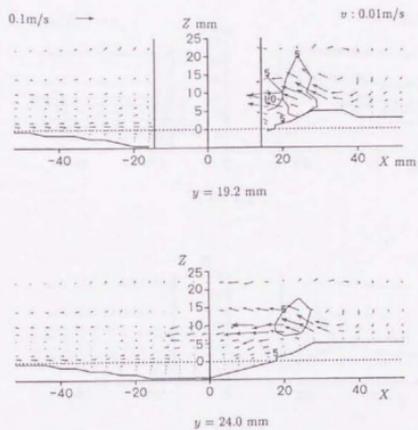
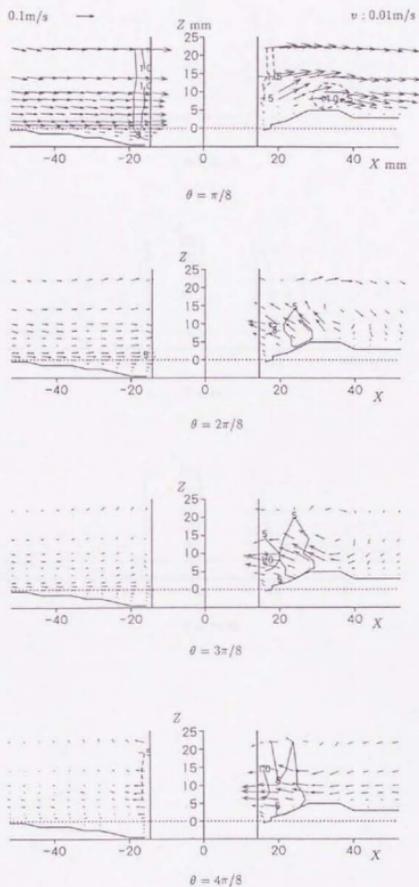


図 2.47: 位相 $\theta = 3\pi/8$ における各 $z-x$ 鉛直面内の位相平均流速分布 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ (Case 3, つづき)

図 2.48: $y = 19.6\text{mm}$ の x - z 鉛直面内の位相平均流速分布 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} (Case 3)

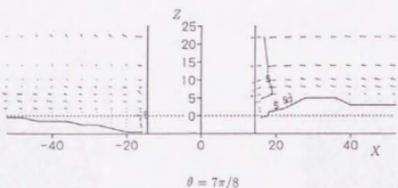
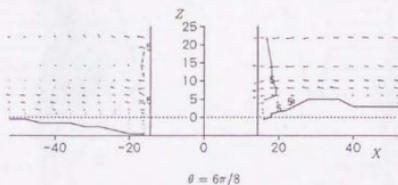
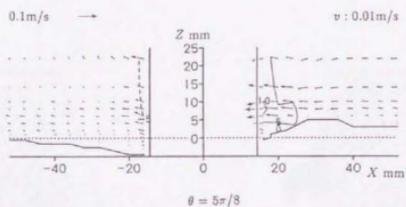


図 2.48: $y = 19.6\text{mm}$ の x - z 鉛直面内の位相平均流速分布 \bar{v}, \bar{w} (Case 3, つづき)

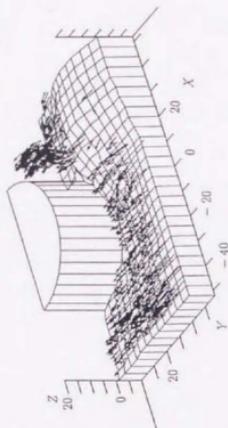
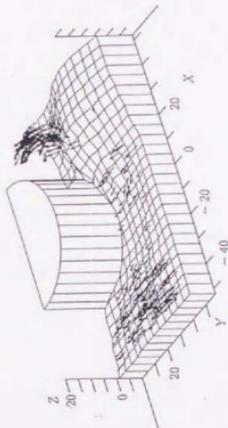
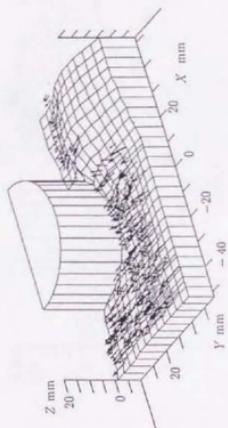
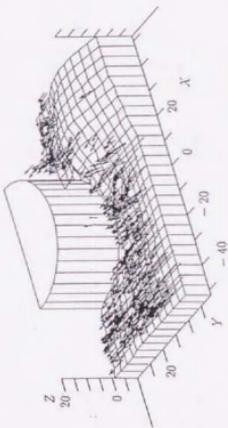
$\omega : 0.02 \text{ s}^{-1}$  $\theta = \pi/8$  $\theta = 2\pi/8$  $\theta = -\pi/8$  $\theta = 0$

図 2.49: 3次元渦度ベクトルの分布 (Case 3)

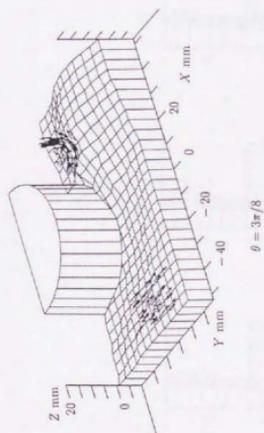


図 2.49: 3次元渦度ベクトルの分布 (Case 3)

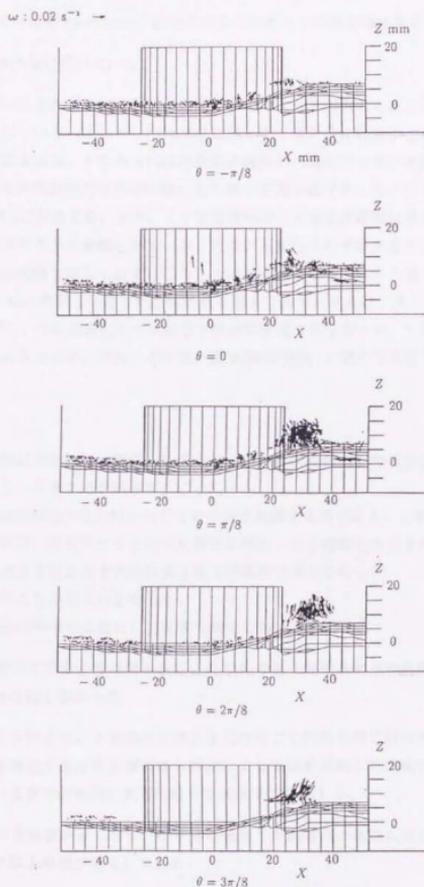


図 2.50: 円柱背後の剥離渦の3次元渦構造 (Case 3)

1. 渦の軸は完全な水平ではなく、その両端は底面にほぼ垂直な半楕円弧状である。
2. 大規模渦の対称面 ($y = 0\text{mm}$) 近傍の部分ではあまり明確な渦の集中がみられない。
3. 大規模渦は岸側に傾いている。

などの特徴が見いだされる。先にも述べたようにこのケースにおける直立円柱まわりの流れは砂礫上の流れに似ている。ここで、円柱側面に沿って1波長分の砂礫が左右対称に発生していると考えると、砂礫頂部、すなわち円柱岸側斜め前面の凸地形部で渦が剥離していることとなる。ただし、円柱岸側前面では円柱の陰になり強い剥離渦は存在しなくなる。これが上に挙げた図2.50の特徴2に相当する。また、この底面地形模型からの剥離渦は直立円柱の存在により円柱近傍では流速が大きく剥離しやすいが、円柱から離れた点では流速が小さくなるため底面凸部からの剥離は明確ではなくなる。このことは剥離渦の軸が円柱から速くなるに従って底面から離れず図2.50の特徴1に述べた形状になる理由である。さらに、本ケースではCase 1やCase 2とは異なり、円柱表面に沿う明確な下降流は確認できなかった。したがって円柱岸側に発生した剥離渦は主流の鉛直流速分布に従い図2.50の特徴3に述べた形状になる。

2.9 結語

本章では波動場におかれた比較的小口径の直立円柱まわり底面近傍の流れを詳細に測定を行い、その特徴をとらえることを試みた。

対象とした流速場の条件は円柱からの1対の渦が剥離する場である。このような条件のもと、滑面平面、粗面平面、粗度をつけた局所洗掘地形模型、の3種類の底面を用いて、これらの底面に設置した直立円柱まわりの流れを3次元空間的に測定を行った。

これにより次のことが明らかとなった。

滑面平面および粗面平面を底面とした実験・測定において

1. 従来より河川工学の分野で明らかにされている直立円柱まわりの馬蹄形渦は、今回の実験条件では存在しなかった。
2. 直立円柱に作用させた入射波のほぼ全位相を通じて円柱表面に沿う下降流が発生していた。この下降流が発生する領域は入射波による主流が反転した直後には円柱斜め前面に位置しているがその後円柱表面に沿って後流域に移動する。
3. 円柱の沖向き流速が強くなり円柱沖側に発生した剥離渦が発達したとき、この剥離渦の中心付近では上昇流が発生している。
4. これらの下降流・上昇流の発生機構は次のように考えられる。すなわち、円柱周辺部に発生した乱れの強い流体塊は粘性項が移流慣性項と同程度に大きくなるため流体塊自身は外力によって容易に動きうるが、この流体塊は、波の峰が直立円柱にぶつかるとき円柱前面にみられる局所的な水面上昇によって生じる局所的な圧力上昇、あるいは円柱後方の後

流域内の水位低下によって生じる局所的な圧力低下を動力源として、鉛直方向の流れを形成する。これが下降流・上昇流の発生機構と考えられる。

5. 円柱表面に沿うこの下降流により底面近傍に集まった流体は、底面上で円柱を中心に広がるような流れを生ずる。この流れによって円柱からの剥離渦は底面より離れた部分よりも底面上の部分の方が大きく移流され、円柱より離れている。
6. 底面に粗度をつけることにより、境界層が厚くなるため円柱表面に沿う下降流も強くなる。
7. 底面ごく近傍の水平面内で入射波の1周期のうち空間的にも時間的にも最大流速の発生する点は円柱の斜め前面であり、この点は移動床実験において最大洗掘あるいは最大堆積を示した点である。

また、粗度をつけた局所洗掘地形の模型上に直立円柱を設置した場合は

8. 直立円柱まわりの鉛直方向の流れは平坦な底面の場合とは異なり、流体の乱れ分布の影響より底面の凹凸による影響の方がはるかに大きい。
9. 剥離渦は円柱表面からだけでなく底面の凸部からも発生している。この底面凸部からの剥離渦の振舞いは砂澱上の剥離渦と良く似ている。
10. 特に円柱側面では底面凸部からの剥離渦が円柱表面からの剥離渦と接続して半楕円形のアーチ状の大規模渦を形成している。

直立円柱まわりの局所洗掘に関しては海岸工学の分野よりも河川工学の分野で多くの研究が進められている。その河川工学の分野で明らかになった局所洗掘現象を特徴づける流れは馬蹄形渦など、もともと主流そのものが持っていた渦度を作り出す流れである。それに比べ本研究で対象にした場合は波動場であり、K.C. 数も大きくないため境界層や剥離渦以外の場全体ではそれほど大きな渦度は存在しなかった。したがって主流は渦度を持っていないために従来より河川工学の分野で言われていた馬蹄形渦が観察されなかった。そしてこの様な大規模な渦構造が存在しないため、本実験で行ったケースでは流体の乱れの分布や水面近傍での圧力分布などより細かな現象が流れ場を特徴づけていた。

第3章

離散渦法による数値シミュレーション

3.1 緒論

波動場における直立円柱まわりの流れをとらえるには、先に行った3次元空間流速分布の測定は有効である。しかし、この測定は多大の労力を必要とし、一般の現地の様なさまざまな条件のもとでこの様な実験を通して流れを測定・解析することは非現実的である。また、この直立円柱まわりの局所洗掘現象をモデル化するにあたってさまざまな条件での流れの特徴をとらえることが必要不可欠である。そこでここでは、この直立円柱まわりの流れの数値シミュレーションをおこなう。

波動場での直立円柱まわりの流れは3次元の非定常流れである上、自由水面や剥離渦などを含んだ複雑な流れである。このような流れは数値シミュレーションにとって計算機の容量や計算時間の面できわめて不得意な対象である。実際問題として、現時点においてこの流れを定量的に数値シミュレーションで再現することはほとんど不可能である。したがって、ここでは数値シミュレーションによってこの流れの特徴を定性的にとらえることを目的にした。この目的のため、本数値シミュレーションでは本研究で対象としている直立円柱まわりの定面近傍の領域を計算領域とし、数値モデルには比較的簡便に流れの特徴をシミュレートできる離散渦法を用いた。

離散渦法とは流れの中の連続的な高度の分布を、流体中を自由に移動できる無数の渦点(自由渦)の離散的な分布に置き換え、各自由渦の運動をラグランジュ的に追跡することにより流れ場全体を表現する手法である(巽, 1986)。このとき流れは完全流体を仮定し、個々の渦点はBiot-Savartの法則に従い互いの誘導速度により運動する。この数値シミュレーションは完全流体を対象としているがモデル中に数値粘性が入るので、比較的高い Reynolds 数の剥離渦や噴流などの乱流混合層に適用され、流れが2次元の場合にはその高い有効性も示されている(Inoue, 1985)。また他の数値計算方法に比べモデル化が簡単で物理的意味も容易に理解できるうえ、計算も小規模ですむため、この数値モデルは流体力学の分野だけでなく、機械工学や土木工学など工学の分野でも広く用いられている(林ら, 1987; 池田ら, 1988)。

しかしこの離散渦法も、3次元運動に拡張するともはや簡便なモデルとはいえなくなり、3次

元の離散渦法を用いた研究はきわめて少ない。渦糸の3次元運動は2次元運動のような位置の移動に加え、渦糸の伸縮や実在流体が粘性をもっているために起こる渦糸のつなぎかえなどきわめて複雑である。これらの現象は数値シミュレーションを困難にしているばかりでなく、正しくシミュレートすること自体を不可能にしている。

3次元の離散渦モデルは Vortex Filament Model と Vortex Segment Model の2つに分けることができる。Vortex Filament Model は Leonard (1985) などの研究に用いられているモデルで、流体中に端部をもたない渦糸をモデル化しているため Kelvin の循環定理を満足するモデルではある。しかしその反面、渦の合体やつなぎかえをはじめ境界面での渦の生成などを表現することはきわめて困難なモデルである。これに対して1本の渦糸を断面が円形で長さが有限な多数の“棒”におきかえたモデルが Vortex Segment Model である。このモデルは多数の棒状の渦により渦糸を表現しているために Kelvin の循環定理は満足しないものの、Shirayama *et al.* (1984) や小川ら (1988) が示しているように、逆に渦の合体やつなぎかえや境界面での渦の生成などが容易に表現可能となる。

ところで、数少ない3次元離散渦法に関する研究の中でもその大部分は固体境界面をもたない流れを対象としている。また、固体境界上の流れの数値シミュレーションでも小川らの様にその境界面は平面である。これに対して本研究では固体境界面として平面上に直立円柱が配置されているという、3次元離散渦法としてはきわめて複雑な境界形状をもつ流れを対象としている。そこで、本研究では小川らの用いた Vortex Segment Model をさらに拡張して波動場における直立円柱まわりの流れをシミュレートしその特徴をとらえることを試みる。

3.2 3次元離散渦モデル

3.2.1 Vortex Segment Model

先に述べたように本研究では複雑な境界をもつ流れを対象としているため、渦の合体やつなぎかえ、境界面での新たな渦の生成などが容易に表現しうる棒状の渦, vortex segment を用い、この segment を流れの場に無数に配置し流体運動を表現する Vortex Segment Model によって解析を行う。

個々の vortex segment は図 3.1 に示すように、segment の両端 r_1, r_2 、および渦核半径 r_c と循環 Γ によって表される渦度をもった円柱形の流体塊である。ここで、ある空間上の任意の点 x での誘導速度 $u(x)$ は、 $|x-s| \gg r_c$ の場合

$$u(x) = -\frac{\Gamma}{4\pi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{(x-s) \times t(s)}{|x-s|^3} ds \quad (3.1)$$

ここで、 s は vortex segment に沿う座標ベクトル、 $t(s)$ は s における渦度の単位方向ベクトルを表す。しかし実際の計算において、 $|x-s| \gg r_c$ の条件を満たさない場合非常に大きな誘導速度を生じてしまい、数値シミュレーションを進める上で不都合が生じる。そこで一般的には離散渦法による数値シミュレーションにおいて、比較的大きな渦核を導入し、式 (3.1) を次

のように書き改める。

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = -\frac{\Gamma}{4\pi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{(\mathbf{x}-\mathbf{s}) \times \mathbf{t}(\mathbf{s})}{(|\mathbf{x}-\mathbf{s}|^2 + \mu^2)^{3/2}} ds \quad (3.2)$$

ここで、 μ は r_c と同じオーダーの値をもつ関数で vortex segment の渦核の半径を表す。個々の vortex segment の端点 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ は式 (3.2) の Biot-Savart の法則に従い独立に運動する。すなわち、vortex segment i の端点 $\mathbf{r}_{i1}, \mathbf{r}_{i2}$ に作用する誘導速度 $\mathbf{u}_{i1}, \mathbf{u}_{i2}$ はそれぞれ

$$\mathbf{u}_{i1} = \mathbf{U}_0 + \sum_{j \neq i} \mathbf{u}_j(\mathbf{r}_{i1}) \quad (3.3)$$

$$\mathbf{u}_{i2} = \mathbf{U}_0 + \sum_{j \neq i} \mathbf{u}_j(\mathbf{r}_{i2}) \quad (3.4)$$

と表せる。ここで、 \mathbf{U}_0 は一様流など vortex segment によらない主流の流速、 \mathbf{u}_j は vortex segment j による誘導速度を示す。

また、渦核半径 r_c は個々の vortex segment に対して常にその体積が一定になるよう、すなわち

$$\int_{r_1}^{r_2} \pi r_c^2 ds = \text{const.} \quad (3.5)$$

となるように、各時間ステップごとに決定する。個々の vortex segment の端点 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ が独立に運動し、渦核半径が式 (3.5) によって評価されるため、segment はその位置を移動しながら渦糸の引き伸ばしなど3次元の渦度場特有の挙動を示す。

3.2.2 vortex segment の分裂

個々の vortex segment は図 3.1 によって示されるような円柱形をしている。そして、その端点 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ はそれぞれ独立に他の vortex segment より誘導速度を受け運動している。このため個々の vortex segment は引き伸ばし作用を受けやすく segment の長さ $|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$ が長くなる傾向がある。個々の segment が長くなると当然空間分解能は低下し、流れの再現性が悪化してしまう。そこである程度引き伸ばし作用を受けた vortex segment は2つの新たな vortex

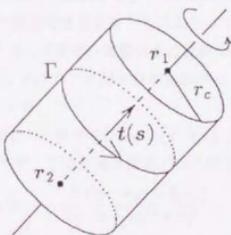


図 3.1: vortex segment の概念図

segment に分裂させて、空間分解能の低下を抑えることにする。このとき、分裂させた点では2つの segment の端点が重ならないようにわずかの隙間をあけている。これにより、それぞれの vortex segment は分裂後、独立に運動できることになる。

3.2.3 vortex segment の合体

本研究で用いた Vortex Segment Model ではそれぞれの segment が渦核 r_c をもっているため、非常に接近し合った vortex segment 同士でも非現実的なほど大きな誘導速度は生じず数値シミュレーション上何ら問題はない。しかし、非常に接近し合った segment 同士を合体させることはシミュレーションで対象としている領域内の vortex segment の総数を低減することになり、計算量の低減に大きく貢献する。このことは2次元を対象とした数値シミュレーションと比較してきわめて計算量の多い3次元のシミュレーションに取ってきわめて有効である。したがってここでは、Vortex Segment Model に渦糸 (vortex segment) の合体現象も取り入れる。

3.2.4 vortex segment の減衰

流体中の渦度は保存量であり減衰することはない。しかし実在流体中では流体の粘性により渦度は拡散する。そしてこの拡散した渦度は互いに向きの異なる渦度同士打ち消しあう。この効果を離散渦法による数値シミュレーションで表現することはほとんど不可能である。そこでここでは、この渦度の拡散・打ち消しのプロセスを個々の vortex segment がもつ循環の減衰として表現しモデル中にこの効果を導入する。

また、この循環の減衰の導入は別の面からも有効である。本研究のような波動場に対するシミュレーションでは、円柱からの剥離渦として絶えず生成される vortex segment が計算領域外に流出しないため領域内の segment の数は増加し続けてしまう。これは計算時間の急激な増加および計算の不安定化を導く要因となりうる。そこでこの循環の減衰を導入することにより強い循環をもつ vortex segment を時間経過にしたがって徐々に減衰させ、ある程度減衰した segment を後に述べる「3.2.5 vortex segment の消去」に従って計算領域から取り除く。この一連の方法は vortex segment の増加を抑制する上できわめて有効である。

個々の vortex segment の循環の減衰特性を見積もるにあたって、2次元の離散渦法の場合には中村ら (1988) の様に実験結果からの定式化・実験による検証が可能であるが、3次元の場合、実験に頼ることは困難である。そこでここでは簡単な理論解析により、個々の vortex segment のもつ循環の減衰特性をモデル化する。

まず個々の vortex segment に着目し、その中心 $\mathbf{r}_0 = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ 付近、すなわち $|\mathbf{x} - \mathbf{r}_0| \ll |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$ を満たす \mathbf{x} の領域を考える。この領域では式 (3.2) は2次元の渦度場として

$$u(\mathbf{x}) = -\frac{\Gamma(\mathbf{x} - \mathbf{r}_0) \times \mathbf{t}(\mathbf{r}_0)}{2\pi |\mathbf{x} - \mathbf{r}_0|^2 + r_c^2} \quad (3.6)$$

と近似できる。一方、渦度方程式および循環 Γ の定義式

$$\frac{D\omega}{Dt} = \omega \cdot \nabla \mathbf{u} + \nu \nabla^2 \omega \quad (3.7)$$

$$\Gamma = \int_S \omega \cdot dS = \int_{\lambda} \mathbf{u} \cdot d\lambda \quad (3.8)$$

から、粘性による個々の渦の循環の減衰を表す関係式

$$\frac{d\Gamma}{dt} = -\nu \int_{\lambda} (\nabla \times \omega) \cdot d\lambda \quad (3.9)$$

が導かれる。ここで ω, \mathbf{u}, ν はそれぞれ渦度ベクトル、流速ベクトル、動粘性係数を表し、 S はある曲面の一部、 λ は S の境界に沿う位置ベクトルである。式(3.9)を vortex segment の渦核の表面に沿って積分すると

$$\frac{d\Gamma}{dt} = -\nu \frac{\Gamma}{r_c^2} \quad (3.10)$$

なる関係が得られる。ここで、対象としている現象は乱流現象であるので、動粘性係数 ν の代わりの渦動粘性係数 ϵ を用いることを考える。ここでは個々の vortex segment に着目しているので、混合距離に相当する長さの尺度 l として渦核半径 r_c を、また平均速度勾配 $|du/dy|$ として vortex segment 中心部での最大速度勾配

$$\left| \frac{d\mathbf{u}(\mathbf{r})}{d\mathbf{r}} \right|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_0} = \left| \frac{\Gamma}{2\pi r_c^2} \right| \quad (3.11)$$

を用いて、渦動粘性係数 ϵ を

$$\epsilon = l^2 \left| \frac{du}{dy} \right| = \frac{l\Gamma}{2\pi} \quad (3.12)$$

と表す。したがって、式(3.10)および式(3.12)より個々の vortex segment が持つ循環 Γ の粘性による時間減衰は

$$\frac{d\Gamma}{dt} = -\frac{l\Gamma}{2\pi r_c^2} \quad (3.13)$$

と表せる。

しかし、実際にこの関係式をモデルに適用した試行計算の結果、式(3.13)には循環の減衰率をやや大きく見積もる傾向が見られた。そこで、本数値シミュレーションでは式(3.13)を

$$\frac{d\Gamma}{dt} = -K \frac{l\Gamma}{2\pi r_c^2} \quad (3.14)$$

と改めた関係式を用いた。ただし K は定数で、本研究で行った計算条件では $K = 0.1 \sim 0.5$ 程度でほぼ妥当と思われる結果が得られた。このように式(3.13)が循環の減衰率を大きく見積もる傾向にあるのは、式(3.9)を積分する時の積分経路の取り方、あるいは式(3.12)で用いた代表長さや代表速度勾配などの取り方に問題があるためと思われる。後に述べる直立円柱まわりの流れの数値シミュレーションでは $K = 0.2$ として計算している。

ここで、式(3.14)で示された減衰特性の関係式を2次元の離散渦法において他の減衰特性の関係式と比較を行う。比較に用いた関係式は Kijya *et al.* (1980) によって渦度方程式から導かれた

$$\frac{\Gamma(t)}{\Gamma_0} = 1 - \exp\left(-\frac{r_c^2}{4\nu t}\right) \quad (3.15)$$

および、中村ら (1988) によって実験結果より得られた関係式

$$\frac{\Gamma(t)}{\Gamma_0} = \exp(-\alpha t) \quad (3.16)$$

の2つである。ただし、 Γ_0 は初期の循環、 α は実験定数である。その減衰特性を図 3.2 に示す。この図より、式 (3.14) で示される減衰特性は Kiyama *et al.* の提案式 (3.15) と良好な一致を示しており、式 (3.14) の有効性を示している。さらにつけ加えるならば、式 (3.15) と比較して式 (3.14) は $t=0$ において特異点を持たない点、減衰を算定するにあたって初期の循環 Γ_0 を必要としない点が優れている。

3.2.5 vortex segment の消去

生成されてからしばらく時間が経過し循環の減衰した vortex segment は、流れの様相に影響を及ぼさない程度まで減衰したことを確認して計算領域から消去する。これは先に述べた vortex segment の合体と同様、segment の総数増加を抑えられ、計算量の縮小に役立つからである。

3.3 境界条件

本研究で行った数値シミュレーションでは図 3.3 に示す計算対象領域内でシミュレーションを行った。この計算対象領域を用いて数値シミュレーションを行うために、ここでは次の3種類の条件の境界を扱っている。

1. 底面境界 : 平坦で Non-Slip な固定壁
2. 円柱表面境界 : 湾曲した Non-Slip な固定壁
3. 側方および上方境界 : 外部の流れと接続する開境界

これら個々の境界について別々に述べる。

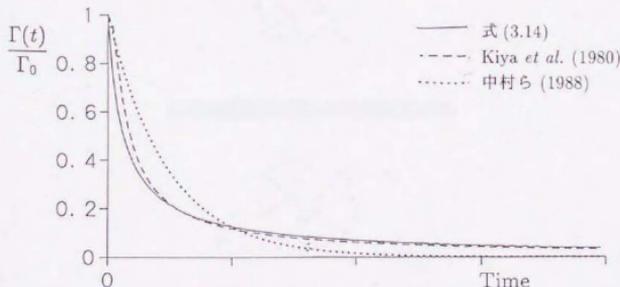


図 3.2: 離散渦の循環減衰特性

3.3.1 底面境界条件

本数値シミュレーションで対象とした計算対象領域は図 3.3 に示すように局所洗掘前の平坦な底面を対象とした。ここでこの底面での境界条件を満足するために、この境界条件を2つに分けて考える。一つはこの境界を横切る流れがないよう閉境界の条件、もう一つはこの境界面上では流速を 0 とする Non-Slip 条件、である。

まず、閉境界の条件は底面が平坦であるのでこの底面による個々の vortex segment の鏡像を考えるだけで満足できる (図 3.4)。

次に、Non-Slip 条件を満たす方法について述べる。Non-Slip 条件を含む 3 次元離散渦法を

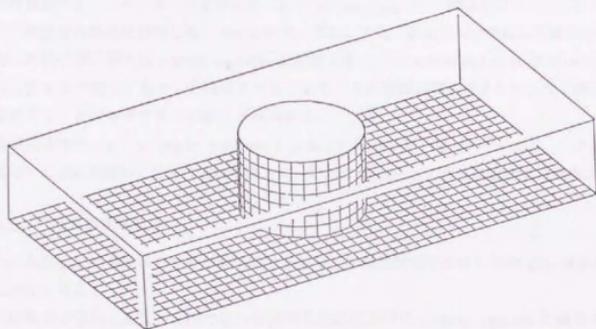


図 3.3: 数値シミュレーション対象領域

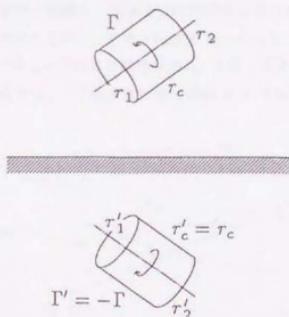


図 3.4: 平坦な底面における vortex segment の鏡像

用いた計算はすでに小川ら(1988)により行われている。彼らの方法では底面ごく近傍における流速分布の差から新たに底面上に発生すべき vortex segment の循環を算定している(実際には小川らの計算では、個々の vortex segment の循環はすべて一定にしており segment の個数で循環の強さを表現している)。しかし、この方法では底面上の微小領域の流速分布を正確に把握する必要があるが、離散渦法とくに3次元の vortex segment ではその空間分解能はさほど高くなく、誤差を生じやすい。そこでここでは、流速そのものを評価して Non-Slip 条件を満足させる。

まず、図 3.3 の底面上に描かれた各グリッドの中央に流速を見積もる点、すなわちチェック点を図 3.5 の様に配置する。そしてすべての vortex segment によるこれらのチェック点での誘導速度を算出する。このときにはすでにすべての vortex segment の鏡像を用いることにより底面上での鉛直方向流速は存在しないものとする。次に、それぞれのチェック点より渦半径 r_c だけ鉛直上方の位置に新たに vortex segment を配置する。この vortex segment は Non-Slip 条件により底面上で新たに発生した渦糸を示しており、その循環は流速のチェック点で誘導された流速をちょうど打ち消すだけの強さと方向を持っている。

実際には無数の新しい vortex segment が底面上に分布しているそれぞれのチェック点に影響を及ぼすために何度かこの操作を繰り返して、新たな segment の最適な強さと方向を決定する。

3.3.2 円柱表面境界条件

円柱表面における境界条件も底面での境界条件と同様に閉境界条件と Non-Slip 境界条件の2つに分けて考える。

円柱表面は底面と同様で異なるため円柱表面における vortex segment の鏡像の算定は複雑になり底面と同様の方法を用いることはできない。そこでここでは、坂田ら(1983)や稲室(1988)の用いた特異点分布法を3次元に拡張してこの条件を満足させる。

まず、底面での境界条件と同様に、図 3.3 で円柱表面に描かれたそれぞれのグリッドの中心に流速を見積もる点、すなわちチェック点を配置する。そして、計算領域内のすべての vortex segment によるこれらのチェック点での誘導速度 u_a を算出する。算出されたチェック点での流速は垂直表面に垂直な成分 u_n と円柱表面に接する成分 u_t とに分ける。

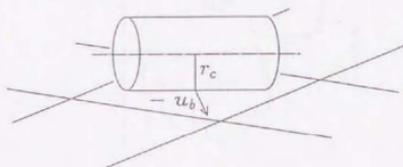


図 3.5: 固体境界面上で新たに発生させる vortex segment

ここでまず円柱表面に垂直な成分 u_n の誘導速度に着目する。この成分の流速を打ち消すために、図 3.6 に示すように円柱表面に描いた鉛直方向および周方向のグリッドに沿って vortex segment を配置する。この segment はいままで述べた segment とは異なり円柱表面に固定されており、流体中を運動することがないためここでは束縛渦と呼ぶ。円柱表面はこの束縛渦により構成・表現されている。この束縛渦の強さは円柱表面に配置されたチェック点での面に垂直な成分の誘導速度を打ち消すように決定する。

つぎに円柱表面に接する成分の誘導速度 u_t に着目する。この流速成分を打ち消すことは Non-Slip 条件を満たすことと等価である。そこで、底面境界の場合と同様に各々のチェック点より渦核半径 r_c だけ円柱外側に新たに vortex segment を配置する。この vortex segment の循環の強さと方向を流速のチェック点で誘導された流速がちょうど打ち消されるように決定する。

実際には無数の束縛渦や新しい vortex segment が円柱表面に分布しているそれぞれのチェック点に影響を及ぼすために何度かこの操作を繰り返して最適な束縛渦の強さや新たな segment の強さと方向を決定する必要がある。

3.3.3 側方および上方境界の境界条件

側方および上方境界は先に述べた他の2つの境界と明らかに異なる開境界である。流体はもちろん、渦度もこの境界を通過する。したがってここでは、この境界面を vortex segment が横切っても支障のないように境界条件を決めなければならない。そこで本数値シミュレーションではこの境界面およびその外側の領域において渦度分布に勾配がないことを境界条件とした。

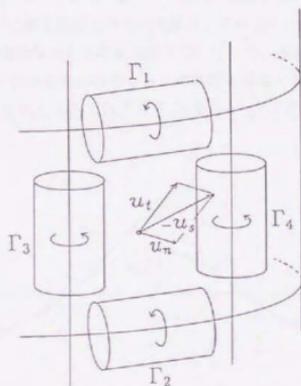


図 3.6: 円柱表面上に配置する束縛渦

すなわち,

$$\frac{d\omega}{dn} = \mathbf{o} \quad (n_{\text{bound}} \leq n < \infty) \quad (3.17)$$

である。ここで n は境界面に垂直で外向きの座標軸を座標軸を示しており、 n_{bound} は座標軸 n 上の境界面の位置を示している。また \mathbf{o} はゼロ・ベクトルを表わす。

3.4 計算条件

本数値シミュレーションは先に述べた実験と比較することを前提に行っている。したがって、その計算条件も実験と近い値となるようにしている。

用いた波動場は Ursell 数 25.0 の 5 次近似のストークス波である。実験では Ursell 数 83.8 であったのに対し数値シミュレーションでは Ursell 数を 25.0 に抑えたために、各位相における水粒子速度の時間変化も大きくなり、そのために計算時間ステップを小さく取らなければならなくなってしまう、これが計算量の増大を招くからである。この波動の波形 η と底面流速 u_b を図 3.7 に示す。

この波動場に直立円柱を設置する。このとき K.C. 数は 5.0、また円柱の直径 D と水深 h との比 D/h は 0.17 であった。ただし、計算は水面までを対象領域とするのではなく底面近傍のみを対象領域としている。Reynolds 数については一義的には決定できないが、離散法を用いているので流れは高 Reynolds 数で乱流状態にあるものと仮定している。これらをまとめ、実験・測定時の条件と比較して示したのが表 3.1 である。座標系は流速分布計測時と同様、図 2.9 に示すとおり、円柱の中心軸と底面との交点を原点、その点から岸方向に x 軸、鉛直上向きに z 軸、水路幅方向に y 軸を取った右手座標系を用いている。波は x 軸方向の正の方向に進むものとする。さらに波の位相も波の峰が $x = 0$ の断面を通過する瞬間を $\theta = 0$ とする。計算対象領域の大きさは $-2D \leq x \leq 2D$ 、 $-D \leq y \leq D$ 、 $0 \leq z \leq 0.7D$ とした。また計算時間ステッ

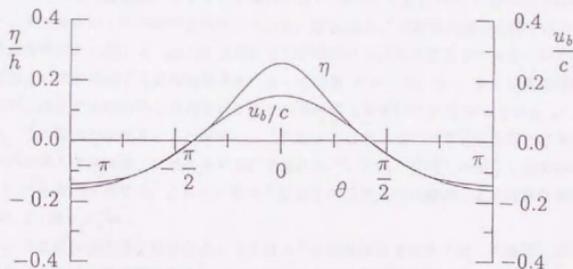


図 3.7: 入射波の波形 η と底面流速波速比 u_b/c

表 3.1: 数値シミュレーションの計算条件

	実験条件	計算条件
入射波の Ursell 数	83.8	25.0
K.C. 数	5.2	5.0
円柱直径と水深との比 D/h	0.48	0.17

は波の1周期の1/32とし、計算時間1ステップにおけるvortex segmentの移動距離が最大でも渦核半径 r_c と同程度になるようにしている。

3.5 計算結果

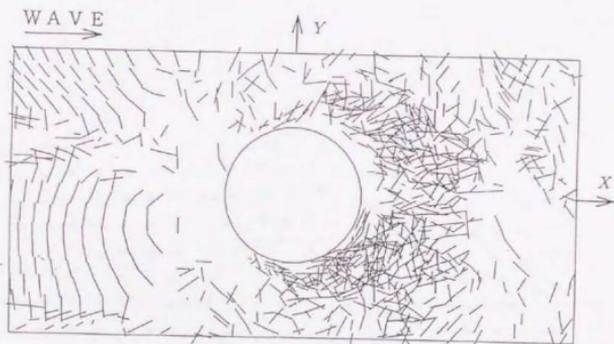
以上に述べた方法を用いて数値シミュレーションを行った結果を示す。計算結果のうちvortex segmentの分布を示す図についてはvortex segmentの中心軸のみを線分で表すこととし、これをさまざまな角度からみた様子を図示する。

3.5.1 計算結果

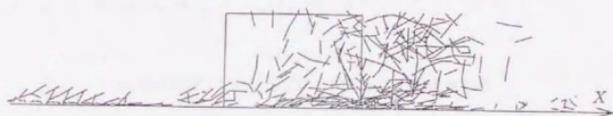
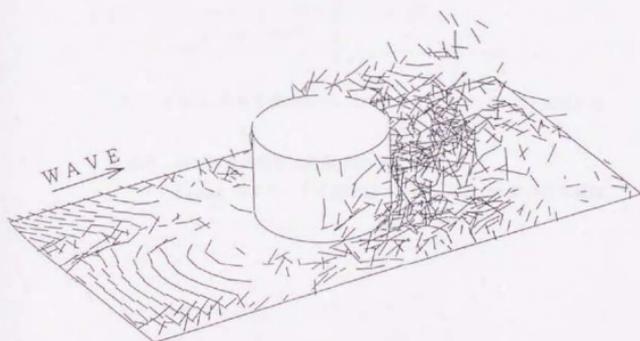
今回の計算結果では図3.8の(a)vortex segmentの水平分布に示すように円柱からの剥離渦はやや対称性がくずれかけた1対の渦対を形成していた。この渦対には波の周期より長周期の変動が多少見られたが、波と同じ周期での渦の振舞いは比較的よい周期性を示した。また、計算領域上部1/4程度の領域ではほぼ全位相において比較的強い鉛直方向への一様性が観察された。

図3.8に位相 $\theta = \pi/4$ におけるvortex segmentの分布を、また図3.9に同じ位相における流速分布を示す。この位相では円柱側面からそのやや後方(岸側)にかけて底面ごく近傍に強い縦渦がみられる(図3.8)。そしてこの縦渦により円柱後方 $x = D/2$ の断面内では図3.9(a)に示すような向きの1対の循環流が生じている。図3.10にこの縦渦の成長過程を示す。この渦は波峰通過直前の位相 $\theta = -3\pi/16$ において円柱側面で生成された渦のうち特に底面近傍のものが底面上の渦が形成する鉛直流速分布によって傾き($\theta = -2\pi/16$)、さらにその傾いた渦が円柱側面に存在する局所的な流速勾配により引き伸ばしを受けて成長($\theta = 0 \sim \pi/4$)したものである。この縦渦が形成されると同時に、これによる底面上での誘導速度を打ち消すために円柱側方の底面上では縦渦とは逆向きの渦が生成され、この渦と縦渦との混合・合体が行なわれる。このとき底面近傍では、これらの渦や円柱からの2次元的剥離渦により複雑な流速分布となっている(図3.9(b))。

このように縦渦は急速な引き伸ばしや底面上で生成される逆向きの渦との混合・合体のためその寿命はたかだか半周期であるが、主流が沖向き流れの時にも同様の縦渦が発生し、円柱側方の底面上では主流の向きに関わらずこれらの縦渦により内向きの流速が生じている(図3.9

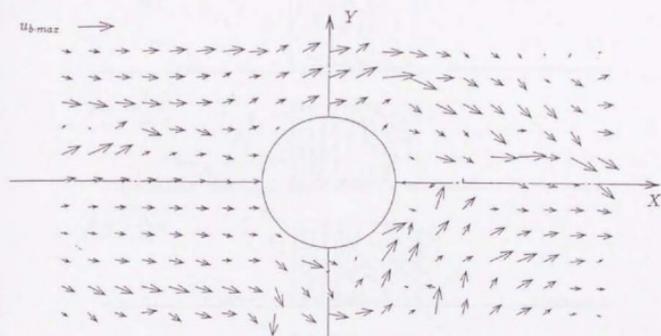
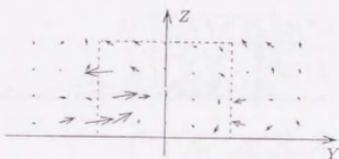


(a) vortex segment の水平分布

(b) vortex segment の鉛直 (x - z 面) 分布
($y < 0$ の領域に位置する vortex segment のみ表示)

(c) vortex segment の分布

図 3.8: 波の峰通過直後の vortex segment の分布 ($\theta = \pi/4$)

(a) 底面近傍 ($z = D/20$) における水平面内流速分布(b) $x = D/2$ (円柱岸側接面) における鉛直断面内 (y - z 面) 流速分布図 3.9: 波の峰通過直後の流速分布 ($\theta = 4\pi/16$)

$U_{b,max}$ はストークス波理論による $z = D/20$ での最大流速

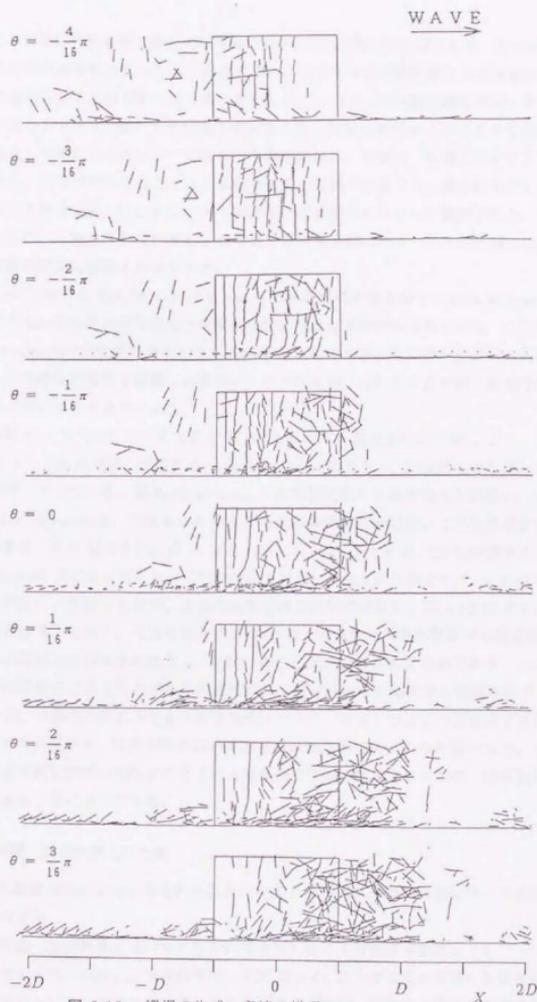


図 3.10: 縦渦の生成・発達の様子

vortex segment の鉛直 (x - z 面内) 分布($y < 0$ の領域に位置する segment のみ表示)

(a). この縦渦は円柱前面に発生する馬蹄形渦とは渦の回転方向が逆である。これは、円柱前面に特徴的な渦がみられなかったことも含めて、このケースが馬蹄形渦よりも物体から剥離した後流が支配的となる条件であったためと思われる。したがって馬蹄形渦の振舞いをシミュレートするには、より $K.C.$ の大きな場合や底面にある程度洗掘がみられるような場合など馬蹄形渦が生成しやすい条件のもとで計算を行う必要がある。底面ごく近傍においてこの円柱側の領域では、円柱が存在することによる縮流効果と縦渦が誘導する二次流の効果により他の領域と比べて大きな流速 (図 3.9 (b)) が 1 周期のほぼ全位相にわたって観察された。また、円柱側方とは逆に、円柱前後では沖側および岸側ともに全周期にわたって底面近傍には特に際だった渦の生成や集中は観察されなかった。

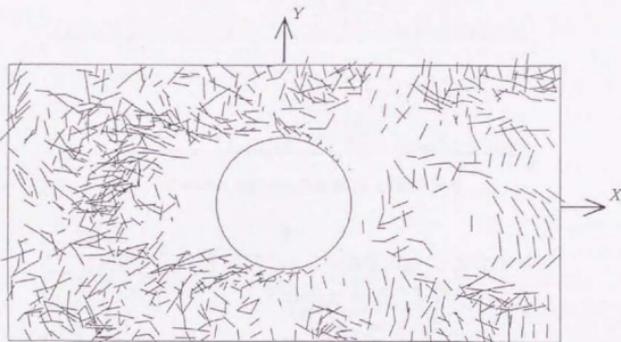
図 3.11 に位相 $\theta = 20\pi/16$ における $y = 0$ の鉛直面内流速分布と vortex segment の分布を示す。図 3.11(c) の流速分布図中で沖側鉛直断面内では下降流が現れている。この領域は多数の vortex segment が乱雑に分布している様子からもわかるように沖向き流れの円柱の後流中である。この様な下降流は発達した後流中でみられたが、先に行った実験・計測で確認された下降流ほど強いものではなかった。

次に位相 $\theta = 7\pi/16$ における流況を 図 3.12 に示す。図 3.12(a) には $y < 0$ 、すなわち平面 $y = 0$ より手前の空間に位置する vortex segment のうち ω_z が正のものと同負のものをそれぞれ分けて示している。図 3.12(a) の $\omega_z > 0$ の図に見られる円柱より岸側 ($x \geq 0$) に位置する vortex segment は、位相 $\theta \approx 0$ すなわち波峰通過時前後において円柱側面より剥離した後流渦である。また 図 3.12(a) の $\omega_z < 0$ の図において、 $0 < x < D/2$ に位置するほぼ鉛直な vortex segment はこの位相において円柱表面で新たに生成された渦である。これはほぼ半周期前に円柱側面から剥離した渦が、主流の反転後再び円柱に接近し、図 3.12 に示すような局所的な流れを誘導するため、円柱のななめ前方 (岸側) の表面で大きな摩擦せん断速度が発生し、接近する剥離渦とは逆向きの渦度 ω_z を持つ渦の生成が助長されたためである。この様子は 2 次元での離散渦法による円柱まわりの流れのシミュレーション結果でも確認されている (小林ら, 1989) が、本研究で行なったような 3 次元シミュレーションではこの現象は 2 次元性の強い上方部分でのみ見られ、3 次元性の強い底面近傍の流れの中ではみられなかった。したがってこの現象は主流反転時の円柱からの 2 次元剥離渦の生成を助長するものの、底面近傍ではほとんど影響を与えないようである。

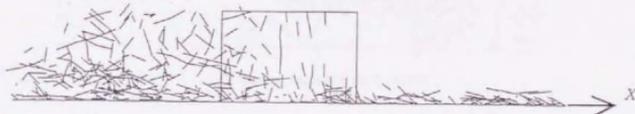
3.5.2 実験・計測結果との比較

3 次元の離散渦法によって得られた直立円柱まわりの流れの様相を先に行った実験・計測の結果と比較する。

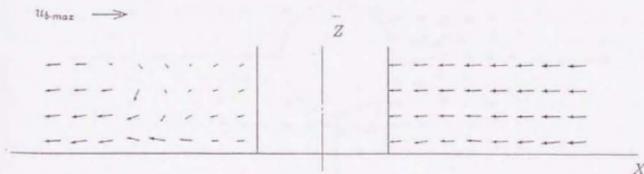
まず、実験・計測結果で見いだされた円柱表面を沿う下降流は本数値シミュレーションでは再現できなかった。しかし、下降流そのものは 図 3.11 に示すように発達した後流中でみられた。この原因としては次の 2 点が考えられる。まず、実験・計測で下降流発生の原因と考えられた乱れは本数値シミュレーションにおいては乱雑に分布した vortex segment の集中として

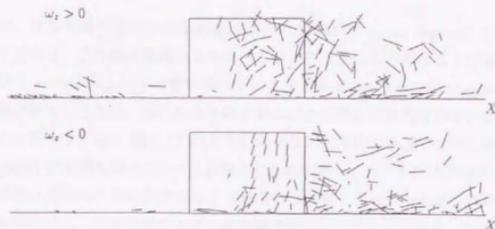
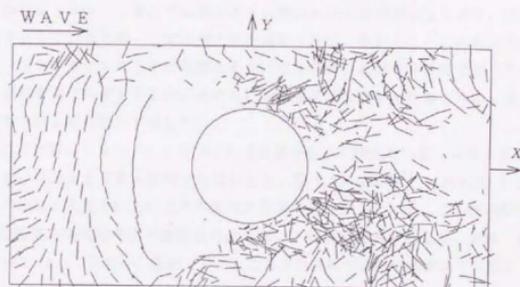


(a) 水平面上での vortex segment の分布

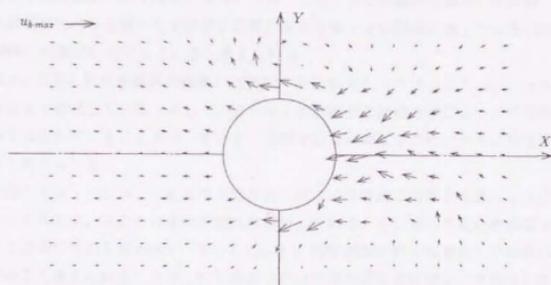


(b) 鉛直面での vortex segment の分布

(c) $y = 0$ の鉛直面内での流速分布図 3.11: 位相 $\theta = 20\pi/16$ での vortex segment の分布と流速分布

(a) vortex segment の鉛直 (x - z 面内) 分布

(b) vortex segment の水平分布

(c) $z = 0.5D$ における水平面内流速分布

$U_{\delta,max}$ はストークス波理論による $z = 0.5D$ での最大流速

図 3.12: 波の峰通過後の流況 ($\theta = 7\pi/16$)

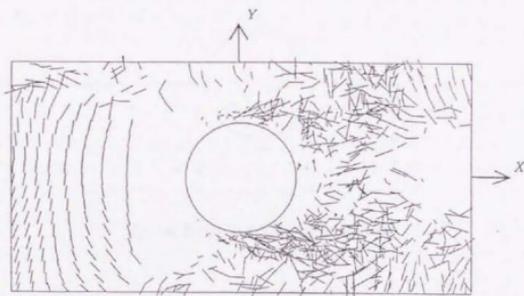
表されるが、計算結果の図中には後流域以外ではこの様な vortex segment の集中がみられなかったことである。これは本数値シミュレーションが3次元を対象としているために計算量などの制約から vortex segment の数を増やすことができず、1つ1つの segment が大きくなり空間分解能が悪化したため、局所的な乱れなどの小さな現象を表現できないためであると考えられる。したがって、逆に図 3.11 のように後流などの大きな領域では円柱表面から剝離した vortex segment の乱雑な集中によって表現された乱れが見られ、下降流が発生している。実験・計測結果で見いだされた円柱表面を沿う下降流が本数値シミュレーションでは再現できなかったもう一つの原因は、円柱周辺の水面形を再現できなかったためである。実験・計測結果で見られた下降流の発生条件の1つとして円柱前面での水面上昇による局所的な圧力の上昇を挙げたが、本数値シミュレーションでは底面ごく近傍のみを対象領域としており、主流は単なるストークス波としているため、この水面上昇が再現されていなかった。この水面上昇を本数値シミュレーションに取り入れるには剝離のある円柱まわりの水面形を計算できる他の数値計算モデルで水面形を別に見積もるしか方法はないが、簡便に水面形を見積もれる3次元数値計算モデルは著者の知る限り現在存在しない。

この様に本数値シミュレーションでは円柱表面を沿う下降流をうまく再現できなかったため、この下降流に起因する現象も表現できなかった。図 3.13 は位相 $\theta = 16\pi/20$ における vortex segment の分布と各高さにおける水平面内の流速分布を示している。この図の位相においては $y = 0$ の鉛直面内流速分布図では鉛直岸側で弱い下降流が観察されるが、実験・計測結果の図 2.11 から図 2.14 とは異なり、底面上より上方の方が流れが活発で剝離渦の規模も大きくなっている。

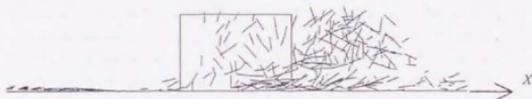
同様に、明確な下降流がないために剝離渦の振舞いが図 2.24 の様にはならず図 3.10 の様に底面近傍では剝離が明確ではなくなっている。ただしこの剝離渦の振舞いは実験・計測において、剝離渦が円柱から離れた下降流の影響があまり強くない領域に達したとき(図 2.25 の位相 $\theta = 14\pi/8$) の振舞いを示していると考えられる。

図 3.12 に見られる剝離渦の振舞いは実験・計測結果として得られた図 2.14 の $\theta = 13\pi/8$ の流況をよく再現している。そして、さらにこの剝離渦の誘導速度によって円柱表面で新たな渦度が生成されていることを示している。実験ではこの渦度が円柱まわりに発生する乱れを形成すると考えられる。

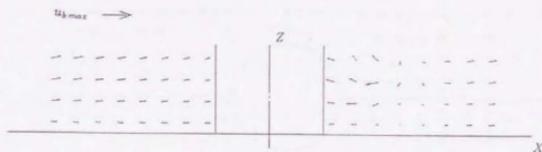
本数値シミュレーションは乱れや下降流およびこの下降流に起因する流れを十分には再現できなかったものの、大まかな全体の流れは再現している。したがって乱れや水面での圧力の不均衡より底面形状の影響の強い「2.8 Case 3 : 局所洗掘地形上の流れ」での流れは十分再現可能であると考えられる。ただし円柱表面で用いた境界条件を底面にまで適用しなければならず、これによる計算量の爆発的な増大のために、現実的にはかなりの困難を伴うことが予想される。

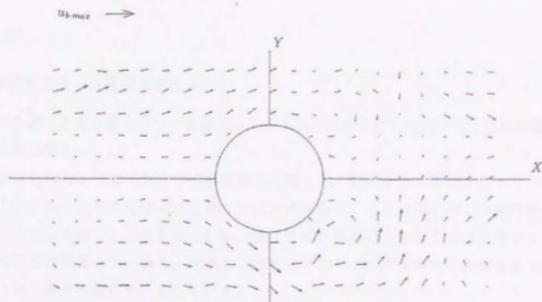
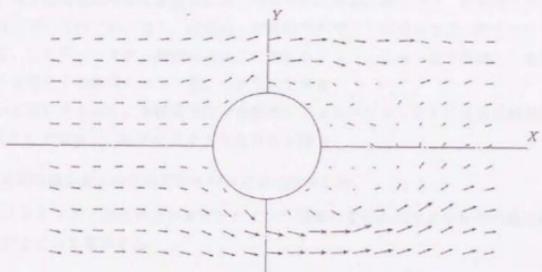
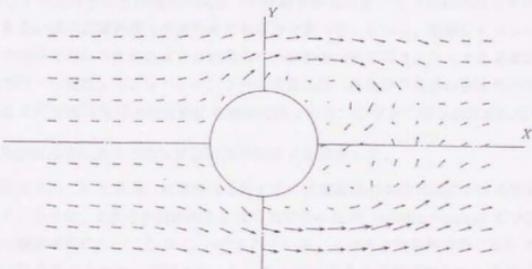


(a) vortex segment の水平面分布



(b) vortex segment の鉛直断面分布

(c) $y = 0$ 鉛直断面内の流速分布図 3.13: 位相 $\theta = 4\pi/16$ での vortex segment の分布と流速分布

(d) $z = D/20$ の水平面内の流速分布(e) $z = 5D/20$ の水平面内の流速分布(f) $z = 10D/20$ の水平面内の流速分布図 3.13: 位相 $\theta = 4\pi/16$ での vortex segment の分布と流速分布 (つづき)

3.6 結語

3.6.1 本研究で用いた離散渦法について

本章では3次元の離散渦法を用いて波動場における直立円柱まわり底面近傍の流れの数値シミュレーションを試みた。

離散渦法はもともと完全流体中の流体運動を対象として開発された数値シミュレーション法である。このうち2次元の離散渦法に関しては流体の粘性による効果などこの離散渦モデルに対するさまざまな角度からの改良が行われ、現在では定量的にもかなりの高精度でシミュレート可能なモデルが構築されており、理学の分野だけでなく工学の分野でもさまざまな現象の定性的あるいは定量的予測に用いられている。

しかし、簡便さが特徴の離散渦法も3次元ではほとんど適用例がない。そしてその適用例のほとんどが境界層乱流中やせん断流中に見られる流れの組織的構造など、物理的に興味のある対象の解析に用いられてきており、定量的・定量的問わず工学的意味を持つ解析を行った例は皆無である。したがって3次元離散渦法はこの数値シミュレーション法を基礎とした高精度の数値モデルを開発する段階にはほど遠いのが現状である。

こういった現状をふまえ、本研究で行った数値シミュレーションは単に3次元離散渦法を用いたというだけではなく、以下に示すような意味を持つ。

1. 3次元離散渦法を工学的な目的を持つ対象に適用した。

これは従来3次元離散渦法が適用されていた渦輪の変形解析などからその適用範囲を一歩広げたことを意味する。

2. 曲率を持つ固体境界壁上の流れに3次元離散渦法を適用した。

従来の3次元離散渦法は境界の取扱いの困難さから対象とした流れは境界を持たない流れ、あるいは平面境界壁上の流れのどちらかであった。しかし、数値シミュレーションを工学の分野で用いるためにはその境界条件の制約を可能な限り少なくする必要がある。本研究で行った数値シミュレーションで円柱表面に用いた境界の取扱い法はそのまま3次元のなある程度複雑な形状の境界にも適用可能であり、工学上の種々の問題に活用できる。

3. 3次元離散渦法に適用可能な循環の減衰特性式を提案した。

従来提案されていた循環の減衰特性を示す式には離散渦の生成初期における循環 Γ_0 が含まれているため、2次元の離散渦法には有効であったが、vortex segment の分裂を含む3次元の離散渦法にとってこの Γ_0 が含まれていることが大きな制約条件となり3次元離散渦法には適用がきわめて困難であった。ここでは3次元の離散渦法にも適用可能な循環の減衰特性式を提案した。

本数値シミュレーションでは以上のような新しい試みのもとで計算を行った。

3.6.2 本章の結論

本章で行った3次元離散法を用いて波動場中の直立円柱まわり底面近傍の流れを解析した結果、円柱まわりの流体運動について以下に示すような特徴が見られた。

1. 本数値シミュレーションの計算条件としてK.C.数を5.0としたが、この程度のK.C.数では円柱前面に馬蹄形渦は発生しなかった。
2. 計算結果の中では円柱背後の発達した後流は渦糸(vortex segment)の乱雑な集合で表現されているが、この発達した後流中で下降流が観察された。
3. 波の峰通過前後では円柱側面で鉛直方向に軸を持つ渦糸が生成され、その後すぐに岸沖方向に斜めに傾き急激な引き伸ばし作用を受け成長する。そしてこの渦糸は底面上に大きな流速を誘導している。
4. 直立円柱からの剥離渦は主流の反転後再び円柱に近づき、円柱表面に大きな流速を誘導し新たな渦糸の生成を助長している。

しかしこの計算結果では、実験・測定結果では顕著に現れていた円柱表面に沿う下降流が再現されていない、など実験結果を十分には再現していない部分がある。これは、本数値シミュレーションでは

1. 実験・測定結果でみられた直立円柱まわりの局所的な乱れ
2. 円柱前面での打ち上げや背後の後流域での水面低下など、直立円柱の存在による水面形の変化

が表現できなかったため、実験・測定で見られた直立円柱まわりの流体運動を特徴づけている円柱表面に沿う下降流やこの下降流に起因する剥離渦の挙動などが、直立円柱まわりの流速分布の計算では再現できなかった。

この原因は第一に、計算量の制約から個々のvortex segmentの規模が大きくなり局所的な乱れを表現できるだけの高い空間分解を有する数値シミュレーションが行えなかったためであり、また第二には、剥離を含む直立円柱まわりの水面形を別に見積もる必要があるがこれを簡便に実現できるモデルが存在しないためである。

この様に本数値シミュレーションはまだ改良の余地はあるが、対象としている現象が3次元現象であり元々膨大な計算量を必要とするため、数値計算モデルの改良だけではなく計算機の機能の進歩に期待する部分も多分にある。

第 4 章

円柱まわりの局所洗掘地形の分類

4.1 緒論

前章までで、波動場における直立円柱まわりの流れの特徴が明らかになった。以降の章ではこれまでの章で明らかになった流れ場の特徴を踏まえ、工学上直接的に重要である底質の運動・底面の地形変化に着目する。そしてそれらの様子および流れとの関係について考察を行う。

波動場における直立円柱まわりの局所洗掘地形には大きく分けて二種類あることが従来より言われている。これらは通常、ツノ状洗掘地形および逆円錐型洗掘地形と呼ばれるものである。これらの洗掘地形は、工学上重要である最大洗掘深を示す位置について考察する上で重要であるばかりではなく、この地形上の円柱まわりの流れの特徴を推測・把握する上でも有効な情報である。したがって、ここではこの局所洗掘地形について実験・考察を行う。

この波動場における直立円柱まわりの局所洗掘地形の分類は既に何人かの研究者によって行われている(たとえば Nishizawa and Sawamoto, 1988)。そして、これらの洗掘地形が K.C. 数によって分類できることが報告されている。たとえば西沢ら(1988)はこの K.C. 数が 5.3 から 7.4 の間で局所洗掘地形が分類でき、この値より K.C. 数が小さいときにはツノ状洗掘地形が、また大きいときには逆円錐型洗掘地形が観察されたと報告している。これに対して、Sumer *et al.* (1992) は砂澱が発生した場において実験をしており、洗掘地形は逆円錐型のみであったと報告している。このような差は底質の移動形態の差にあったと考えられる。西沢らの報告にはこの底質の移動形態について明記はされていないが、実験条件から判断して、円柱ごく近傍の底質のみが移動状態にあり、その他の部分の底質は静止状態にあったと考えられる。すなわち、静的洗掘状態で実験を行っていたものと考えられる。これに対して Sumer *et al.* は砂澱が発達した状態、すなわち動的洗掘状態で実験を行っている。室内実験において、後に示すようなツノ状洗掘地形はその地形が微妙であるために、砂澱が発達していたり底面表層が移動するような状態での動的洗掘ではそのツノ状洗掘地形があらわれにくいものと考えられる。

ここでは、波動場における直立円柱まわりの局所洗掘地形について、移動床実験をととしてその特徴を考察する。さらに工学上重要な最大洗掘深があらわれる位置とこの局所洗掘地形との関係についても議論する。洗掘実験は円柱まわりの流れの特徴が洗掘地形に明確に反映され

る様、円柱ごく近傍の底質のみが移動状態で、他の部分の底質は静止状態にある条件、すなわち静的洗掘の条件で行った。また、底質の種類が洗掘形状に及ぼす影響を調べるために、ここでは5種類の砂を用いて実験を行った。

4.2 測定に用いた実験装置

局所洗掘地形の分類に関する実験の場合、西沢ら(1988)や Sumer *et al.* (1992) の様に、一般には実験で得られた洗掘地形を直接目視にて地形を分類している。しかしこれでは、地形分類はその形状から判断できるものの、その洗掘地形の最大洗掘深をはじめとする局所洗掘を特徴付ける様々なパラメーターを定量的に得ることがほとんど不可能となってしまう。とくに本研究では洗掘地形を分類するだけではなく、最大洗掘深やその発生位置についても議論するので、この地形の定量的な測定が必要である。そこでここでは実験で得られた局所洗掘地形を地形図の形で得られるように測定し、その地形図から、洗掘地形の分類し、また最大洗掘深やその発生位置などを測定した。洗掘地形の測定は連続式砂面計を台車に設置し、その台車を面的に移動させることにより行った。

本実験には両面ガラス張りで長さ8m、幅150mm、高さ300mmの造波水路を用いた。この造波水路の側面図を図2.5に示す。ここでは移動床の実験を行うので底質を入れるために、図に示すように、この造波水路の局所実験測定領域の底面を45mmかさ上げしている。この測定領域の前には勾配1/25の斜面を設置しており、造波装置のある領域から測定領域までゆるやかに水深が変化するようにしている。底質の砂は消波装置の前面に長さ1200mmにわたって厚さ45mmで敷き詰められている。そしてこの砂層の中心に円柱を垂直に設置し、この円柱のまわりに発生する局所洗掘を観察・測定した。底質には次節に述べる5種類の砂を用いた。

洗掘地形の測定は正豊製作所の連続式砂面計を水平2次元に移動できる台車に設置して行っ

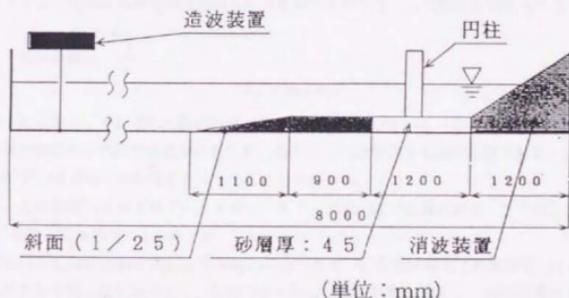


図 4.1: 実験に用いた造波水路の側面図

表 4.1: 実験に用いた砂の物理特性

砂の種類 (採取地)	中央粒径 d_{50} (mm)	均等係数 U_c	比重 s	砂のパラメータ S_*
豊浦標準砂	0.17	1.65	2.569	2.12
豊海海岸	0.16	1.48	2.556	1.94
幕張の浜	0.20	1.92	2.525	1.69
米須海岸	0.43	1.56	2.695	8.77
大洗海岸	0.17	1.64	2.643	2.16

た。連続式砂面計から出力される底面の高さ、台車からの位置を示す信号は直接パソコンに読み込むようにした。これによって高い精度で局所洗掘地形を面的に測定することができた。

4.3 洗掘実験の実験条件

局所洗掘の地形に関する実験、および第6章で行う最終洗掘深に関する実験は次に述べる実験条件で行った。

底質としては次の5種類の砂を用いた。豊浦標準砂、千葉県九十九里浜の豊海海岸で採取された砂、千葉県幕張にある人工海浜・幕張の浜で採取された砂、沖縄県米須海岸で採取された砂、茨城県大洗海岸で採取された砂、の5種類である。これらの砂についてその諸特性を表4.1に示す。このうち、幕張の浜で採取された砂はこの人工海浜を造るためにこの海浜の沖合数kmの海底から採取されたものである。また、米須海岸の砂は他の砂とは異なり、珊瑚のかけらからできた石灰質の砂である。したがって、その砂粒子の形状は他のものよりいびつで多少角がある。そしてこの米須海岸の砂は台風という地理的条件から、その粒径も他のものの2倍以上ある。

表中、均等係数は U_c は

$$U_c = d_{60}/d_{10} \quad (4.1)$$

で定義される量で、それぞれの砂の粒径の均一さを表わすしている。ここで d_{60} と d_{10} は土質の砂の物性試験において加積通過率がそれぞれ60%と10%に対応する砂の粒径である。これより、どの砂粒子もほぼ均一の粒径を有していることがわかる。

また、 S_* は底質の性質を表すパラメータであり、式(2.3)で定義される。ここでは水の動粘性係数 ν の値には水温 10°C の時の値、 $1.307 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ を用いている。

実験に用いた円柱は直径 30mm の木製の円柱である。また測定領域での水深は 120mm とした。作用させた波は規則波であり、砂底面が平坦な状態を初期状態とし、局所洗掘が十分に安定したとみなせる状態まで円柱に波を作用しつづけた。

実験は底質砂の種類、入射波の波高や周期を変化させることにより様々な条件で行った。そ

の実験条件を底質砂の種類ごとにまとめたのが、表 4.2 から表 4.6 である。表中のシールズ数 Ψ_{90} の算出に用いた Nikuradse の粗度係数 k には $k = 2.5$ を適用した。

この表からわかるように、本実験は無次元数 K.C. 数で約 4 から 30 まで、シールズ数で約 0.02 から 0.22 の範囲で行われた。

これらの表に示された円柱直径 D で無次元化された最終洗掘深 S の値 S/D については第 6 章で考察を行う。

4.4 局所洗掘地形の種類

先に示した実験条件で、波動場における直立円柱まわりの局所洗掘地形に関する実験を行った。得られた地形のうち代表的な洗掘地形を図 4.2 に示す。図中、波は左から右に入射している。また、地形図の等値線は洗掘深を表わしている。

ここで「(a) ツノ状洗掘地形」は直立円柱の斜め後方が主に洗掘されているツノ状洗掘地形である。また「(c) 逆円錐型洗掘地形」は円柱表面に接する部分が洗掘されている地形を示している。これら 2 つの局所洗掘地形は従来の研究により示されていた洗掘地形である。しかし、本実験で観察された局所洗掘地形はすべてこの 2 種類の洗掘地形に明確に属するものばかりではなく、「(b) 遷移洗掘地形」の様な地形も観察された。この洗掘地形はツノ状洗掘地形のように円柱斜め後方を中心に洗掘された地形でありながら、逆円錐型洗掘地形のように円柱の表面部分も洗掘されている。このようにツノ状洗掘地形と逆円錐型洗掘地形の両方の特徴を備えた地形、言い換えれば、この 2 つの洗掘地形の間に位置するような遷移的な地形が本実験では観察された。そこでここでは、この地形を「遷移洗掘地形」とし、先ほどの 2 種類の局所洗掘地形と合わせて、本実験で得られた局所洗掘地形をこれら 3 種類の特徴的な地形に分類した。

ここで得られた結果から局所洗掘地形の分類を行う。従来の研究にならない、K.C. 数で分類を行う。その結果を示したのが図 4.3 である。図中、横軸には K.C. 数を、また縦軸には局所洗掘形状を探っている。

この図からもわかるように、本実験では砂の種類にかかわらずほぼ同じ傾向を示しているのがわかる。すなわち、K.C. 数がほぼ 8 を境に、K.C. 数の値がそれよりも小さい場合には洗掘地形はツノ状洗掘地形を示し、逆に大きい場合には遷移洗掘地形を示す。同様に K.C. 数がほぼ 20 を境に、K.C. 数の値がそれよりも小さい場合には洗掘地形は遷移洗掘地形を示し、逆に大きい場合には逆円錐型洗掘地形を示す。以上のように底質の種類に関係なく、K.C. 数を用いることによって局所洗掘形状はほぼ分類できることがわかる。これらの境界では多少のバラツキが見られるがほぼ妥当であろう。このバラツキは、実験時の不確実性や観測者の主観に負うところが多いと考えられる。

この 3 種類の局所洗掘地形の境界となる K.C. 数の値は本実験では 8 と 20 であった。これに對して西沢・沢本 (1986) によればこの境界の値は約 4 と 7.5 である。このように本実験の値は西沢・沢本の結果のほぼ倍の値を示している。このように大きな差が開いた理由は波動場の特徴にあると考えられる。すなわち西沢・沢本は沖向きの底面上の最大流速が岸向きの流速の 3/4

表 4.2: 実験の諸条件と最大洗掘深 (豊浦標準砂, Toyoura, $d_{50} = 0.17\text{mm}$)

Run number	Pile diameter D (mm)	Wave period T (s)	Wave height H (mm)	Depth h (mm)	Maximum flow velocity on bottom u_b (mm/s)	Shields parameter ϕ_{bc}	Keulegan-Carpenter number KC	Nondimensional equilibrium scour depth S/D
1	30	1.6	15.5	120.0	74.12	0.032	3.95	0.147
2	30	1.2	27.0	120.0	113.65	0.037	4.55	0.190
3	30	1.4	23.5	120.0	107.29	0.022	5.01	0.168
4	30	2.2	13.5	120.0	73.18	0.018	5.37	0.141
5	30	1.2	36.0	120.0	149.83	0.035	5.99	0.152
6	30	2.0	18.0	120.0	95.79	0.028	6.39	0.130
7	30	1.2	42.0	120.0	172.66	0.074	6.91	0.309
8	30	1.6	29.5	120.0	143.82	0.055	7.69	0.222
9	30	1.8	26.0	120.0	133.81	0.049	8.03	0.222
10	30	1.4	41.0	120.0	184.08	0.083	8.59	0.298
11	30	2.2	13.0	120.0	70.23	0.045	9.41	0.358
12	30	3.0	16.5	120.0	101.66	0.035	10.17	0.146
13	30	1.8	34.5	120.0	176.28	0.077	10.58	0.439
14	30	2.4	23.5	120.0	135.34	0.050	10.83	0.190
15	30	1.4	55.0	120.0	238.62	0.128	11.41	0.277
16	30	1.6	48.0	120.0	226.34	0.117	12.07	0.298
17	30	3.0	20.5	120.0	126.74	0.045	12.67	0.233
18	30	2.2	32.0	120.0	177.25	0.078	13.00	0.456
19	30	3.2	20.5	120.0	129.02	0.046	13.76	0.250
20	30	2.4	30.5	120.0	174.35	0.076	13.95	0.326
21	30	2.2	36.0	120.0	197.79	0.093	14.50	0.510
22	30	3.0	24.0	120.0	147.96	0.058	14.80	0.163
23	30	2.6	30.5	120.0	178.65	0.079	15.48	0.391
24	30	2.0	47.0	120.0	243.11	0.132	16.21	0.450
25	30	1.6	69.0	120.0	308.90	0.077	16.47	0.423
26	30	2.4	38.0	120.0	213.57	0.106	17.69	0.472
27	30	3.2	26.0	120.0	142.40	0.078	17.32	0.347
28	30	2.2	46.0	120.0	246.33	0.135	18.06	0.456
29	30	2.6	37.5	120.0	215.92	0.108	18.71	0.477
30	30	2.4	43.0	120.0	238.41	0.128	19.07	0.483
31	30	2.8	35.0	120.0	206.90	0.101	19.31	0.548
32	30	3.0	35.5	120.0	213.13	0.135	21.31	0.461
33	30	2.4	50.5	120.0	374.12	0.162	21.93	0.347
34	30	2.8	41.0	120.0	238.23	0.128	22.24	0.477
35	30	3.2	35.5	120.0	216.26	0.108	23.07	0.510
36	30	2.6	48.5	120.0	270.57	0.158	23.45	0.401
37	30	3.0	40.0	120.0	236.95	0.163	23.69	0.494
38	30	2.8	48.5	120.0	275.59	0.126	25.72	0.575
39	30	3.0	46.0	120.0	267.53	0.155	26.75	0.635
40	30	2.6	59.0	120.0	319.82	0.210	27.72	0.385
41	30	2.8	57.5	120.0	318.61	0.209	29.74	0.391

表 4.3: 実験の諸条件と最大洗掘深 (豊海海岸, Toyoumi, $d_{50} = 0.16\text{mm}$)

Run number	Pile diameter D (mm)	Wave period T (s)	Wave height H (mm)	Depth h (mm)	Maximum flow velocity on bottom u_b (mm/s)	Shields parameter Ψ_m	Keulegan-Carpenter number KC	Nondimensional equilibrium scour depth S/D
1	30	1.6	15.5	120.0	74.12	0.052	3.95	0.136
2	30	1.2	27.0	120.0	113.65	0.045	4.55	0.158
3	30	1.4	23.5	120.0	107.29	0.036	5.01	0.164
4	30	2.2	13.5	120.0	73.18	0.068	5.37	0.188
5	30	1.2	36.0	120.0	149.83	0.062	5.99	0.195
6	30	2.0	18.0	120.0	95.79	0.029	6.39	0.103
7	30	1.2	42.0	120.0	172.66	0.078	6.91	0.342
8	30	1.6	29.5	120.0	143.82	0.058	7.69	0.103
9	30	1.8	26.0	120.0	133.81	0.051	8.03	0.347
0	30	1.4	41.0	120.0	184.08	0.087	8.59	0.174
11	30	2.2	13.0	120.0	70.23	0.048	9.41	0.288
12	30	3.0	16.5	120.0	101.66	0.032	10.17	0.168
13	30	1.8	34.5	120.0	176.28	0.081	10.58	0.439
14	30	2.4	23.5	120.0	135.34	0.052	10.83	0.277
15	30	1.4	55.0	120.0	238.62	0.135	11.41	0.271
16	30	1.6	48.0	120.0	226.34	0.123	12.07	0.255
17	30	3.0	20.5	120.0	126.74	0.047	12.67	0.228
18	30	2.2	32.0	120.0	177.25	0.082	13.00	0.309
19	30	3.2	20.5	120.0	129.02	0.048	13.76	0.233
20	30	2.4	30.5	120.0	174.35	0.079	13.95	0.291
21	30	2.2	36.0	120.0	197.79	0.098	14.50	0.526
22	30	3.0	24.0	120.0	147.96	0.060	14.80	0.353
23	30	2.6	30.5	120.0	178.65	0.083	15.48	0.298
24	30	2.0	47.0	120.0	243.11	0.081	16.21	0.515
25	30	1.6	69.0	120.0	308.90	0.139	16.47	0.436
26	30	2.4	38.0	120.0	213.57	0.112	17.09	0.450
27	30	3.2	26.0	120.0	142.40	0.071	17.32	0.315
28	30	2.2	46.0	120.0	246.33	0.142	18.06	0.456
29	30	2.6	37.5	120.0	215.92	0.114	18.71	0.434
30	30	2.4	43.0	120.0	238.41	0.134	19.07	0.445
31	30	2.8	35.0	120.0	206.90	0.106	19.31	0.358
32	30	3.0	35.5	120.0	213.13	0.111	21.31	0.629
33	30	2.4	50.5	120.0	374.12	0.170	21.93	0.391
34	30	2.8	41.0	120.0	238.23	0.134	22.24	0.407
35	30	3.2	35.5	120.0	216.26	0.114	23.07	0.608
36	30	2.6	48.5	120.0	270.57	0.166	23.45	0.445
37	30	3.0	40.0	120.0	236.95	0.133	23.69	0.575
38	30	2.8	48.5	120.0	275.59	0.172	25.72	0.536
39	30	3.0	46.0	120.0	267.53	0.163	26.75	0.624
40	30	2.6	59.0	120.0	319.82	0.221	27.72	0.591
41	30	2.8	57.5	120.0	318.61	0.219	29.74	0.363

表 4.4: 実験の諸条件と最大洗掘深 (幕張の浜, Makuhari, $d_{50} = 0.20\text{mm}$)

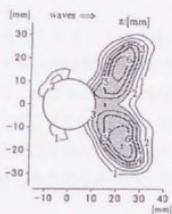
Run number	Pile diameter D (mm)	Wave period T (s)	Wave height H (mm)	Depth h (mm)	Maximum flow velocity on bottom u_b (mm/s)	Shields parameter Ψ_m	Keulegan-Carpenter number KC	Nondimensional equilibrium scour depth S/D
1	30	1.6	15.5	120.0	74.12	0.021	3.95	0.156
2	30	1.2	27.0	120.0	113.65	0.042	4.55	0.243
3	30	1.4	23.5	120.0	107.29	0.031	5.01	0.250
4	30	2.2	13.5	120.0	73.18	0.058	5.37	0.076
5	30	1.2	36.0	120.0	149.83	0.054	5.99	0.217
6	30	2.0	18.0	120.0	95.79	0.026	6.39	0.125
7	30	1.2	42.0	120.0	172.66	0.069	6.91	0.282
8	30	1.6	29.5	120.0	143.82	0.051	7.69	0.136
9	30	1.8	26.0	120.0	133.81	0.045	8.03	0.222
10	30	1.4	41.0	120.0	184.08	0.076	8.59	0.315
11	30	2.2	13.0	120.0	70.23	0.042	9.41	0.347
12	30	3.0	16.5	120.0	101.65	0.029	10.17	0.152
13	30	1.8	34.5	120.0	176.28	0.071	10.58	0.363
14	30	2.4	23.5	120.0	135.34	0.046	10.83	0.309
15	30	1.4	55.0	120.0	238.62	0.118	11.41	0.206
16	30	1.6	48.0	120.0	226.34	0.108	12.07	0.282
17	30	3.0	20.5	120.0	126.74	0.041	12.67	0.125
18	30	2.2	32.0	120.0	177.25	0.072	13.00	0.439
19	30	3.2	20.5	120.0	129.02	0.042	13.76	0.103
20	30	2.4	30.5	120.0	174.35	0.070	13.95	0.445
21	30	2.2	36.0	120.0	197.79	0.086	14.50	0.689
22	30	3.0	24.0	120.0	147.96	0.053	14.80	0.244
23	30	2.6	30.5	120.0	178.65	0.073	15.48	0.271
24	30	2.0	47.0	120.0	243.11	0.071	16.21	0.472
25	30	1.6	69.0	120.0	308.90	0.122	16.47	0.510
26	30	2.4	38.0	120.0	213.57	0.098	17.09	0.353
27	30	3.2	26.0	120.0	142.40	0.062	17.32	0.347
28	30	2.2	46.0	120.0	246.33	0.124	18.06	0.803
29	30	2.6	37.5	120.0	215.92	0.100	18.71	0.320
30	30	2.4	43.0	120.0	238.41	0.118	19.07	0.461
31	30	2.8	35.0	120.0	206.90	0.093	19.31	0.374
32	30	3.0	35.5	120.0	213.13	0.098	21.31	0.418
33	30	2.4	50.5	120.0	374.12	0.149	21.93	0.673
34	30	2.8	41.0	120.0	238.23	0.118	22.24	0.396
35	30	3.2	35.5	120.0	216.26	0.100	23.07	0.347
36	30	2.6	48.5	120.0	270.57	0.146	23.45	0.396
37	30	3.0	40.0	120.0	236.95	0.117	23.69	0.472
38	30	2.8	48.5	120.0	275.59	0.150	25.72	0.439
39	30	3.0	46.0	120.0	267.53	0.193	26.75	0.591
40	30	2.6	59.0	120.0	319.82	0.143	27.72	0.559
41	30	2.8	57.5	120.0	318.61	0.192	29.74	0.575

表 4.5: 実験の諸条件と最大洗掘深 (米須海岸, Komesu, $d_{50} = 0.43\text{mm}$)

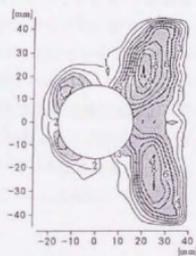
Run number	Pile diameter D (mm)	Wave period T (s)	Wave height H (mm)	Depth h (mm)	Maximum flow velocity on bottom u_b (mm/s)	Shields parameter Φ_m	Keulegan-Carpenter number KC	Nondimensional equilibrium scour depth S/D
1	30	1.6	15.5	120.0	74.12	0.024	3.95	0.156
2	30	1.2	27.0	120.0	113.65	0.036	4.55	0.238
3	30	1.4	23.5	120.0	107.29	0.018	5.01	0.152
4	30	2.2	13.5	120.0	73.18	0.032	5.37	0.331
5	30	1.2	36.0	120.0	149.83	0.030	5.99	0.228
6	30	2.0	18.0	120.0	95.79	0.015	6.39	0.137
7	30	1.2	42.0	120.0	172.66	0.038	6.91	0.222
8	30	1.6	29.5	120.0	143.82	0.028	7.69	0.076
9	30	1.8	26.0	120.0	133.81	0.025	8.03	0.423
10	30	1.4	41.0	120.0	184.08	0.042	8.59	0.250
11	30	2.2	13.0	120.0	70.23	0.023	9.41	0.320
12	30	3.0	16.5	120.0	101.66	0.016	10.17	0.098
13	30	1.8	34.5	120.0	176.28	0.039	10.58	0.244
14	30	2.4	23.5	120.0	135.34	0.026	10.83	0.293
15	30	1.4	55.0	120.0	238.62	0.064	11.41	0.494
16	30	1.6	48.0	120.0	226.34	0.059	12.07	0.331
17	30	3.0	20.5	120.0	126.74	0.023	12.67	0.103
18	30	2.2	32.0	120.0	177.25	0.039	13.00	0.380
19	30	3.2	20.5	120.0	129.02	0.024	13.76	0.195
20	30	2.4	30.5	120.0	174.35	0.038	13.95	0.374
21	30	2.2	36.0	120.0	197.79	0.047	14.50	0.477
22	30	3.0	24.0	120.0	147.96	0.029	14.80	0.228
23	30	2.6	30.5	120.0	178.65	0.040	15.48	0.266
24	30	2.0	47.0	120.0	243.11	0.066	16.21	0.467
25	30	1.6	69.0	120.0	308.90	0.039	16.47	0.412
26	30	2.4	38.0	120.0	213.57	0.053	17.09	0.439
27	30	3.2	26.0	120.0	142.40	0.034	17.32	0.336
28	30	2.2	46.0	120.0	246.33	0.068	18.06	0.575
29	30	2.6	37.5	120.0	215.92	0.054	18.71	0.391
30	30	2.4	43.0	120.0	238.41	0.064	19.07	0.602
31	30	2.8	35.0	120.0	206.90	0.051	19.31	0.543
32	30	3.0	35.5	120.0	213.13	0.053	21.31	0.374
33	30	2.4	50.5	120.0	374.12	0.080	21.93	0.922
34	30	2.8	41.0	120.0	238.23	0.064	22.24	0.700
35	30	3.2	35.5	120.0	216.26	0.055	23.07	0.331
36	30	2.6	48.5	120.0	270.57	0.079	23.45	0.678
37	30	3.0	40.0	120.0	236.95	0.063	23.69	0.336
38	30	2.8	48.5	120.0	275.59	0.081	25.72	0.700
39	30	3.0	46.0	120.0	267.53	0.077	26.75	0.586
40	30	2.6	59.0	120.0	319.82	0.104	27.72	0.966
41	30	2.8	57.5	120.0	318.61	0.103	29.74	0.928

表 4.6: 実験の諸条件と最大洗掘深 (大洗海岸, Oarai, $d_{50} = 0.17\text{mm}$)

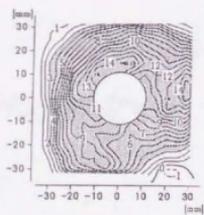
Run number	Pile diameter D (mm)	Wave period T (s)	Wave height H (mm)	Depth h (mm)	Maximum flow velocity on bottom u_b (mm/s)	Shields parameter Ψ_m	Keulegan-Carpenter number KC	Nondimensional equilibrium scour depth S/D
1	30	1.6	15.5	120.0	74.12	0.029	3.95	0.029
2	30	1.2	27.0	120.0	113.65	0.036	4.55	0.038
3	30	1.4	23.5	120.0	107.29	0.032	5.01	0.076
4	30	2.2	13.5	120.0	73.18	0.056	5.37	0.076
5	30	1.2	36.0	120.0	149.83	0.027	5.99	0.076
6	30	2.0	18.0	120.0	95.79	0.071	6.39	0.163
7	30	1.2	42.0	120.0	172.66	0.052	6.91	0.174
8	30	1.6	29.5	120.0	143.82	0.047	7.69	0.168
9	30	1.8	26.0	120.0	133.81	0.079	8.03	0.125
10	30	1.4	41.0	120.0	184.08	0.043	8.59	0.559
11	30	2.2	13.0	120.0	70.23	0.030	9.41	0.141
12	30	3.0	16.5	120.0	101.66	0.074	10.17	0.174
13	30	1.8	34.5	120.0	176.28	0.122	10.58	0.109
14	30	2.4	23.5	120.0	135.34	0.112	10.83	0.212
15	30	1.4	55.0	120.0	238.62	0.043	11.41	0.222
16	30	1.6	48.0	120.0	226.34	0.074	12.07	0.347
17	30	3.0	20.5	120.0	126.74	0.044	12.67	0.174
18	30	2.2	32.0	120.0	177.25	0.072	13.00	0.293
19	30	3.2	20.5	120.0	129.02	0.055	13.76	0.157
20	30	2.4	30.5	120.0	174.35	0.075	13.95	0.597
21	30	2.2	36.0	120.0	197.79	0.126	14.50	0.282
22	30	3.0	24.0	120.0	147.96	0.074	14.80	0.369
23	30	2.6	30.5	120.0	178.65	0.101	15.48	0.521
24	30	2.0	47.0	120.0	243.11	0.064	16.21	0.358
25	30	1.6	69.0	120.0	308.90	0.129	16.47	0.716
26	30	2.4	38.0	120.0	213.57	0.103	17.09	0.434
27	30	3.2	26.0	120.0	142.40	0.101	17.32	0.559
28	30	2.2	46.0	120.0	246.33	0.154	18.06	0.326
29	30	2.6	37.5	120.0	215.92	0.122	18.71	0.396
30	30	2.4	43.0	120.0	238.41	0.104	19.07	0.450
31	30	2.8	35.0	120.0	206.90	0.151	19.31	0.873
32	30	3.0	35.5	120.0	213.13	0.121	21.31	0.564
33	30	2.4	50.5	120.0	374.12	0.156	21.93	0.391
34	30	2.8	41.0	120.0	238.23	0.148	22.24	0.955
35	30	3.2	35.5	120.0	216.26	0.200	23.07	0.401
36	30	2.6	48.5	120.0	270.57	0.199	23.45	0.445
37	30	3.0	40.0	120.0	236.95	0.060	23.69	0.195
38	30	2.8	48.5	120.0	275.59	0.047	25.72	0.277
39	30	3.0	46.0	120.0	267.53	0.089	26.75	0.521
40	30	2.6	59.0	120.0	319.82	0.122	27.72	0.532
41	30	2.8	57.5	120.0	318.61	0.096	29.74	0.429



(a) ツノ状洗掘地形 (K.C.=8.0)



(b) 遷移洗掘地形 (K.C.=11.0)



(c) 逆円錐型洗掘地形 (K.C.=30.9)

図 4.2: 局所洗掘地形の種類 (b, c の地形は次章の結果を適用)

程度しかない波動場を用いて実験を行っている。この波動場は非常に非線形性が強く、アーセル数 U_s はおよそ 60 程度と推算できる。これより、波動場の非線形性が強ければ直立円柱まわりの局所洗掘地形はたとえ K.C. 数の値が等しくてもより K.C. 数の大きいものが示す洗掘地形へと移行しやすいものと考えられる。

ここでこの洗掘形状と直立円柱まわりの流れとの関係について考察を行う。Nishizawa and Sawamoto (1988) は移動床による局所洗掘実験と流れの可視化実験を行い、表 1.2 に示す関係を見出ししている。そして、その時に観察された流れの様子、すなわち円柱まわりの渦の様子については図 4.4 に示すようであったと報告している。図中波は上から下に入射している。この様に、ツノ状洗掘地形には左右対称の流れが、また逆円錐型洗掘地形には左右非対称の流れが対応している、と言うように直立円柱まわりの流れと局所洗掘地形とは明確に対応していることがわかる。

この円柱まわりの渦の様子と K.C. 数について、小林 (1989) は 2 次元の離散渦法を用いて数値シミュレーションを試みている。そして同じ K.C. 数の値の場合でも、波の非線形性が強くなるにしたがって、円柱からの剥離渦が非対称になりやすいことを示している。このことは先に述べた、波の非線形性が強いと局所洗掘地形も K.C. 数の大きいものが示す洗掘地形へと移行しやすい、と言うことを流れの様子から説明していることになる。

しかし、図 4.4 に示された可視化実験の結果は底面よりやや離れた水平面での流れ場を可視化していると考えられる。河川中の橋脚まわりの局所洗掘、すなわち定常一様流中の直立円柱まわりで見られる局所洗掘は通常逆円錐型洗掘地形を形成する。そしてその洗掘地形を形成するのは円柱前面に位置する馬蹄形渦であることは既に明らかにされている(たとえば、鈴木, 1978)。

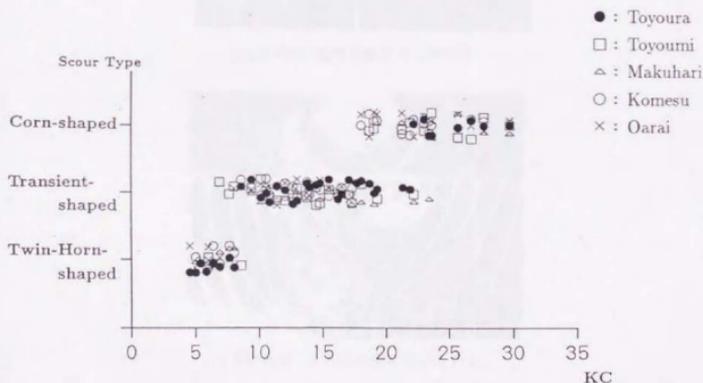
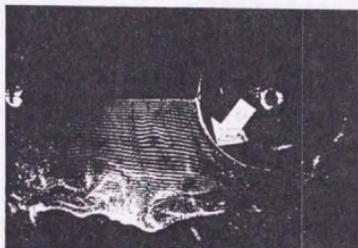
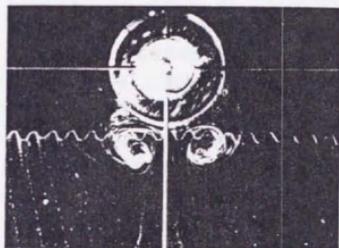


図 4.3: K.C. 数による局所洗掘形状の分類



(a) 剥離 (ツノ状洗掘地形に対応)



(b) 対称渦 (遷移洗掘地形に対応)



(c) 非対称渦 (逆円錐型洗掘地形に対応)

図 4.4: 可視化された円柱まわりの流れの様子 (Nishizawa and Sawamoto, 1988). 写真下が岸側

これに対して西沢ら(1988)は波動場における直立円柱まわりに発生した逆円錐型洗掘地形上には馬蹄形渦は観察されておらず、したがってこの波動場における逆円錐型洗掘地形は馬蹄形渦によって形成されるものではないと結論付けている。直立円柱前面に形成される馬蹄形渦は海底面や河床面上に形成された境界層内やその近傍に分布している波や流れと鉛直方向に軸を持つ渦糸が円柱前面に集中して形成される渦である。この馬蹄形渦を形成する渦糸を考えたとき、定常一様流中では底面上に常に一定方向の渦度を持った渦糸が存在しこの渦糸が馬蹄形渦を形成するために比較的効率よく明確な馬蹄形渦が現れる。これに対して、往復振動流中では底面上に存在する渦糸は流れの位相ごとにその渦糸が消滅し反対向きの渦度を有する渦糸が現れるようになるため、円柱前面に発生する馬蹄形渦も絶えず生成・消滅を繰り返さなければならず、波動流中に見られる馬蹄形渦の規模まで成長するのは通常困難であろう。しかし、波動場、すなわち往復振動流中場においても円柱前面が主に洗掘され、逆円錐型洗掘地形を形成している。この場合、円柱前面が洗掘されるにはその場所の底面上でのせん断摩擦力が卓越していなければならない。このことを考えると波動場においても馬蹄形渦が存在していると思なしたほうが妥当であろう。実際、横木ら(1989)は波動場平板底面上の直立円柱まわりの流れに対して、岸沖方向の鉛直対称面内の流速分布を詳細に測定し、円柱前面に渦度の集中が見られたことから馬蹄形渦の存在を示唆している。この場合には底面が平板であったが、底面地形が逆円錐型洗掘地形を既に形成していた場合には馬蹄形渦にはより存在しやすい条件となり、より明確な馬蹄形渦が観察されたと考えられる。また、目視観測によるものであるが、本研究の実験においても底面から巻き上げられた底質の振舞いから、馬蹄形渦の存在が認められた。したがって、波動場においても逆円錐型洗掘地形を形成する流れは馬蹄形渦であると結論付けられる。

4.5 局所洗掘地形と最大洗掘深発生位置との関係

前節では直立円柱まわりに発生する局所洗掘地形についてその種類と流れとの関係について議論した。本節ではこの局所洗掘地形の中でも特に最大洗掘深発生位置に着目して考察を行う。この最大洗掘深発生位置は工学上、構造物の安全性などを考える上で必要であるばかりではなく、前節で行った洗掘地形の分類をより明瞭に行える指標と考えられる。

本実験では円柱ごく近傍以外では底質が運動していない条件で行っているために、砂澱など、局所洗掘以外の地形変化はほとんど存在していない。したがって最大洗掘深発生位置は実験で測定された地形図から容易に算出できる。

本章で行った実験結果について、その最大洗掘深発生位置を示したのが図4.5である。この図では波は左から入射している。最大洗掘深発生位置の印は前節で分類した局所洗掘地形、すなわちツノ状洗掘地形と遷移洗掘地形、逆円錐型洗掘地形に分けている。ツノ状洗掘地形など比較的離れた数点でほぼ等しい最大洗掘深を示す場合はそのすべての点を最大洗掘深発生位置として処理した。この図から、ツノ状洗掘地形では円柱の斜め後方で円柱表面よりやや離れた領域に最大洗掘深が発生していることがわかる。また遷移洗掘地形ではツノ状洗掘地形の最大

洗掘深が発生している領域から円柱後方および側面の表面近傍まで最大洗掘深発生位置が分布している。そして逆円錐型洗掘地形では円柱の前面から側面の円中表面ごく近傍に集中して最大洗掘深発生位置が現れている。このように、図4.2に見られるような、それぞれの局所洗掘地形の特徴を反映した妥当な結果になっている。特に遷移洗掘地形ではツノ状洗掘地形の最大洗掘深発生位置から逆円錐型洗掘地形の位置まで最大洗掘深発生位置が分布しており、この洗掘地形がツノ状洗掘地形と逆円錐型洗掘地形の複合型であることが明確にわかる。

この図から、最大洗掘深発生位置のみで局所洗掘地形をツノ状洗掘地形と逆円錐型洗掘地形の2種類の地形には分類できることがわかる。また、遷移洗掘地形についてもツノ状洗掘地形と逆円錐型洗掘地形のどちらの特徴がより明確に現れているかという点からこれらの洗掘地形のどちらかに分類してしまうのであれば、これも、この最大洗掘深発生位置のみで分類可能である。

工学的観点で構造物の安全性を考慮した場合、ツノ状洗掘地形のように最大洗掘深の発生位置が円柱表面より離れている場合より、逆円錐型洗掘地形のように最大洗掘深発生位置が円柱のごく近傍に位置している場合の方が重要である。特に遷移洗掘地形では、たとえツノ状洗掘

WAVES ==>

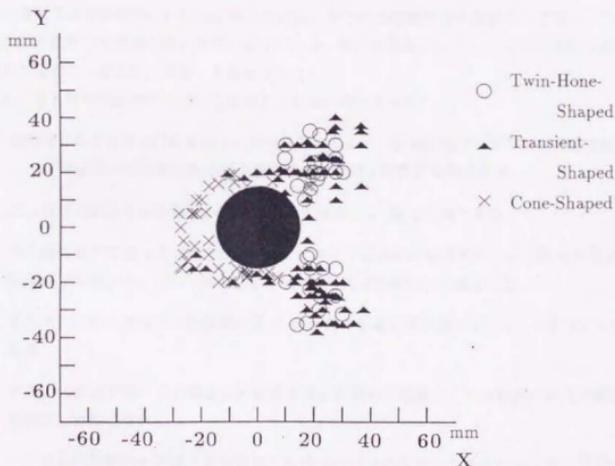


図 4.5: 最大洗掘深発生位置の分布

地形の要素が強く最大洗掘深発生位置が円柱表面より離れていても、円柱ごく近傍の領域での大きな洗掘深の発生の方が重要である。

ここで、この円柱表面ごく近傍に発生する局所洗掘について、逆円錐型洗掘地形を対象に考える。図4.2に示されたとおり、逆円錐型洗掘地形の最大洗掘深発生位置は円柱の前面から側面に集中している。このうち、円柱前面での洗掘については、その点で底面上に大きなせん断力を生じ得る流れが存在していることを考えれば、馬蹄形渦が円柱前面に存在し、この渦によってここに最大洗掘深が現れたものと考えられる。また円柱側面には、第2章での図2.38などの円柱まわりの流速分布の測定結果から明らかになった円柱表面での下降流やこの下降流による底面上での流れの集中、および第3章で行った数値シミュレーション結果の図3.10に示されたような円柱側面に存在する縦渦が存在する。これらの流れによって円柱側面で底面上のせん断力が上昇し、洗掘が促進されたものと想像できる。

したがって工学上、直立円柱まわりの局所洗掘を考える上では、これらの馬蹄形渦や下降流、縦渦など円柱のごく近傍を洗掘する流れを特に考慮する必要があるだろう。

4.6 結語

本章では波動場における直立円柱まわりに発生する局所洗掘の地形について分類し、その特徴を調べるとともに、流れとの局所洗掘地形との関係についても議論した。

この実験では中央粒径が0.17mmから0.43mmまでの5種類の砂を底質として用い、円柱の近傍以外の底質砂は移動しない条件の下で行った。局所洗掘地形についてはその地形の最大洗掘深発生位置にも着目し、解析・考察を行った。

これにより局所洗掘地形について次のことが明らかとなった。

1. 波動場における直立円柱まわりの局所洗掘地形はツノ状洗掘地形と逆円錐型洗掘地形、そしてこの両方の特徴を合わせ持つ遷移洗掘地形の3種類に分類できる。
2. この局所洗掘地形は底質砂の種類によらずほぼK.C.数で分類できる。
3. 本実験の条件ではK.C.数がほぼ8以下ではツノ状局所洗掘地形が、また約8から20では遷移洗掘地形が、そして約20以上では逆円錐型洗掘地形が発生した。
4. それぞれの局所洗掘地形の境界のK.C.数は波の非線形性が強くなるにしたがって小さくなる。
5. 底面上に砂漣が発生する場合など底面全面の底質砂が移動している場合には逆円錐型洗掘地形しか生じない。
6. ツノ状局所洗掘地形の最大洗掘深発生位置は円柱斜め後方や離れた点で左右対称に位置している。

7. 逆円錐型局所洗掘地形の最大洗掘深発生位置は円柱表面ごく近傍の前面あるいは側面である。
8. それぞれの局所洗掘地形はその最大洗掘深発生位置からほぼ分類できる。

さらにこれらの局所洗掘地形と流れとの関係について議論した結果、次のことが導かれた。

1. ツノ状局所洗掘地形は主に円柱からの1対の左右対称の剝離渦によって生じる。
2. 逆円錐型局所洗掘地形は主に円柱前面に発生する馬蹄形渦や円柱側面の縦渦などによって生じる。
3. 馬蹄形渦はK.C.数がある程度大きくないと発生しない。

工学的には局所洗掘地形に関するものの中でも、特に最大洗掘深発生位置が大きな意味を持つと考えられる。構造物の安全性の点からは、円柱ごく周辺部に最大洗掘深が生ずる逆円錐型洗掘地形が問題になろう。したがってこの洗掘地形を生成する馬蹄形渦や縦渦などについてさらに詳しく調べる必要がある。

第 5 章

局所洗掘地形の発達過程

5.1 緒論

本章では波動場における直立円柱まわりに発生する局所洗掘についてその発達過程について室内実験を通して考察する。そして、この発達過程における局所洗掘地形や最大洗掘深などの時間変化を明らかにするとともに、直立円柱まわりの流れの様子などについても議論する。

構造物まわりの局所洗掘を工学的視点から見た場合、構造物の安全性などにかかわることから直接的にはその局所洗掘の最終段階、すなわち安定した時点での局所洗掘地形や最終洗掘深などが重要な項目となる。しかし、すでに第 2 章でも明らかにしたように、局所洗掘が起こっていない場合と十分に洗掘が進んだ場合とでは直立円柱まわりの流れは異なっており、局所洗掘地形がこの流れにも影響を与えているのは明らかである。したがって局所洗掘が進んで洗掘地形が変化するにしたがってこの直立円柱まわりの流れも変化すると考えられ、この局所洗掘の機構を明らかにする点からは最終段階の局所洗掘だけに着目しては不十分であり、局所洗掘の発達過程についても議論する必要があると思われる。

しかし、この局所洗掘の発達過程についての議論はあまりなされていない。土屋ら (1987) や河田ら (1988) が波流れ共存場において直立円柱まわりに発生した逆円錐状の局所洗掘地形に対して、また Sumer *et al.* (1992) が砂澱が発生した場での直立円柱まわりの逆円錐型局所洗掘に対して行っている程度にすぎない。しかもこれらの研究ではその局所洗掘地形の時間発展の様子を最大洗掘深が発生する点での洗掘深の時間変化といった、1 点のみでの洗掘深の時間変化のみで解析を行っている。この最大洗掘深の時間変化は工学上重要であるが、直立円柱まわりの底面上の流れを把握するためにはその局所洗掘の地形変化そのものを捉える必要がある。

ここでは前章で分類されたそれぞれの特徴的な局所洗掘地形についてその地形の時間発展そのものを実験を通して捉える。そしてこの結果から地形変化の特徴を明らかにするとともに、この地形上の流れについても考察を行う。

表 5.1: 実験の諸条件と最大洗掘深 (豊浦標準砂, Toyoura, $d_{50} = 0.17\text{mm}$)

Run number	Pile diameter D (mm)	Wave period T (s)	Wave height H (mm)	Depth h (mm)	Maximum flow velocity on bottom u_b (mm/s)	Shields parameter Ψ_{sc}	Keulegan-Carpenter number KC	Nondimensional equilibrium scour depth S/D
a	22	3.0	25.0	120.0	102.59	0.061	13.99	0.182
b	22	3.0	30.0	120.0	182.82	0.082	24.93	0.545
c	32	3.0	43.0	120.0	252.37	0.141	23.66	0.469
d	22	3.0	38.0	120.0	226.45	0.117	30.88	0.318
e	22	1.5	28.0	120.0	132.44	0.048	9.03	0.318
f	32	1.0	38.0	120.0	140.16	0.053	4.38	0.344
g	32	3.0	30.0	120.0	182.83	0.082	17.14	0.500
h	32	2.0	33.5	120.0	178.80	0.079	11.18	0.313

5.2 実験装置および実験条件

本実験は「4.2 測定に用いた実験装置」で示した造波水槽および測定装置と同じものを用いて行った。また底質の砂は前章でも用いた豊浦標準砂を用いている。その物理特性はすでに表 4.1 に示したとおりである。

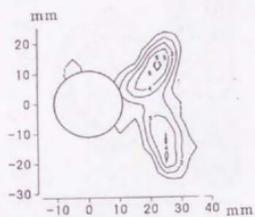
ここで実験条件を表 5.1 に示す。本章で行う実験も前章と同様に、K.C. 数で表わされた実験条件の範囲が約 4 から 31 までとかなり広がっている。また、表 4.2 から表 4.6 と同様に、無次元化された最終 (最大) 洗掘深 S/D は次章で改めて用いられる実験結果である。

実験では、まず底質砂を敷き詰め、平坦になるようにした。そしてその中央に直立円柱を設置した。この平坦な地形が初期地形となる。つぎに波を作用させる。この時、それぞれの規則波を 200 波作用させるごとに局所洗掘地形を測定した。ここでは前章と同様に台車に設置した連続式砂面計を用い、地形そのものを 2 次的に測定した。そしてこの測定を、局所洗掘地形がほぼ安定して定常状態になるまで行った。どの実験ケースにおいても入射波を 1000 波作用させた後はほとんど洗掘地形に変化が見られなかったので全てのケースで 1000 波作用後、実験を終了した。

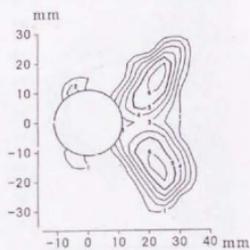
実験データの解析についても前章の場合と同様、測定された局所洗掘地形図から様々なパラメータを読み取り解析に用いた。

5.3 局所洗掘地形の時間変化

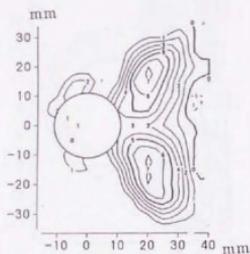
前節に示した実験方法で、波動場における直立円柱まわりの局所洗掘の発達過程について解析を行った。表 5.1 に示した 8 ケースのうち、ツノ状洗掘地形、遷移洗掘地形、逆円錐型洗掘地形のそれぞれの局所洗掘地形の時間変化について、特徴的なものを図 5.1 から図 5.3 に示す。図中波は左から右に進んでいる。ここで図 5.1 は K.C. 数が 9.0 の場合であり、前章で得られた分類では遷移洗掘地形に属する。実際、円柱斜め前面の円柱表面付近に洗掘が生じている。し



(a) 200 波作用時



(b) 600 波作用時



(c) 1000 波作用時

図 5.1: 局所洗掘地形の時間変化 (K.C. 数=9.0, ツノ状洗掘地形)

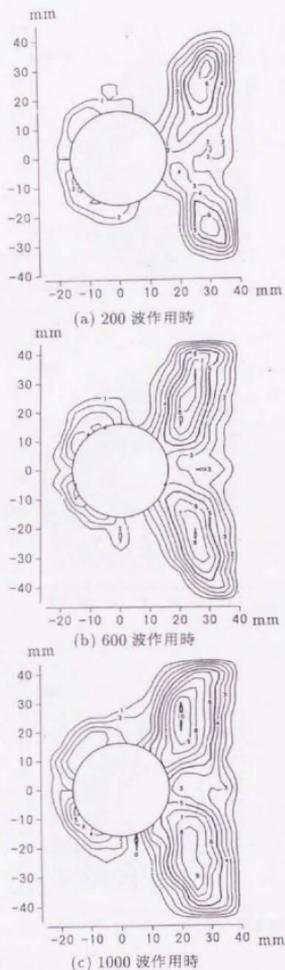
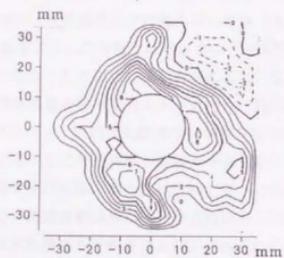
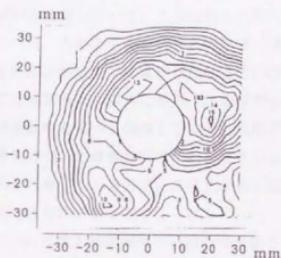


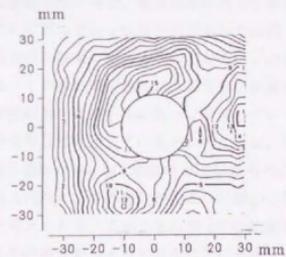
図 5.2: 局所洗掘地形の時間変化 (K.C. 数=11.0, 遷移洗掘地形)



(a) 200 波作用時



(b) 600 波作用時



(c) 1000 波作用時

図 5.3: 局所洗掘地形の時間変化 (K.C. 数=30.9, 逆円錐型洗掘地形)

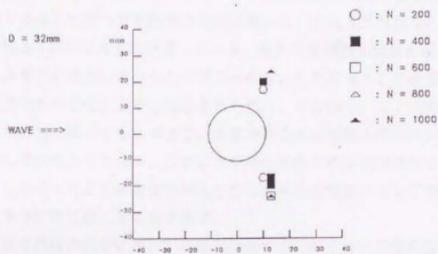
かし、この洗掘地形ではツノ状洗掘地形の特徴である円柱後方やや離れた点での地形変化が明確に現れているのでここではツノ状洗掘地形の特徴も示しているとな見なして解析を進める。表5.1中のRun number fは、前章に示した分類では明らかにツノ状洗掘地形に属するが、発達段階の地形変化があまり明確でなかったためここでは解析には用いないこととする。

これらの局所洗掘地形の時間発展の様子を見るとそれぞれの地形がほぼ相似形を保って発達していることがわかる。図5.1のツノ状局所洗掘地形の場合にはその200波作用時に得られた地形で最大洗掘深を示した点を中心に洗掘地形が相似形を保ちながら徐々に大きく発達している。また図5.3の逆円錐型局所洗掘地形の場合には円柱を中心に洗掘深もそしてその規模も大きく発達しているのがわかる。遷移洗掘地形はツノ状洗掘地形と逆円錐型洗掘地形との複合型であるが、図5.2でも200波を作用させた時点でも既にそれぞれの洗掘が円柱の斜め後方と円柱の前面に発生しており、この2つの洗掘が時間と共にそろって発達している。

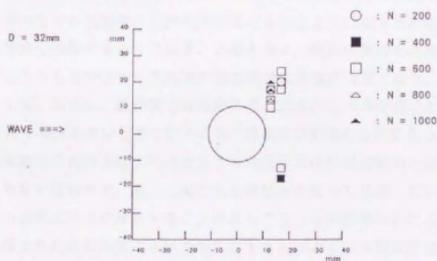
ツノ状局所洗掘地形では円柱斜め後方のそれぞれの段階における最大洗掘深発生位置を中心に洗掘地形が相似形を保ちながら発達している。これに対して逆円錐型洗掘地形では直立円柱を中心に洗掘地形が発達している。このようにそれぞれの地形で異なった傾向を示しているようである。しかし、逆円錐型局所洗掘地形では直立円柱前面の円柱表面ごく近傍に最大洗掘深が生じることを考えると、この洗掘地形の場合にも最大洗掘深発生位置はあまり変化せず、この点を中心に局所洗掘地形が相似形を保って発達していると思なすことができる。そこで次に最大洗掘深発生位置の時間変化について考察を行う。前章でも示したように最大洗掘深発生位置はそれぞれの局所洗掘地形を代表しているので、この点からも最大洗掘深発生位置から局所洗掘の時間発展を解析することは有効であると考えられる。

それぞれの局所洗掘地形について最大洗掘深発生位置の時間変化を示したのが図5.4である。これらの図からそれぞれの局所洗掘地形において、最大洗掘深発生位置は局所洗掘が進んでいてもそれ程位置を変えず、したがって地形もあまり変化していないことがわかる。ここで図5.4中の遷移洗掘地形や逆円錐型洗掘地形の場合、最大洗掘深発生位置が不規則に比較的大きく変動していることがわかる。これに対してツノ状局所洗掘地形では最大洗掘深発生位置が徐々にではあるが円柱から遠ざかる方向に移動しているのがわかる。この点については後に円柱まわりの流れとあわせて考察する。この様に局所洗掘地形は多少の変動があるもののその最大洗掘深発生位置はあまり変化せず洗掘地形を相似形を保って発達していることがわかる。

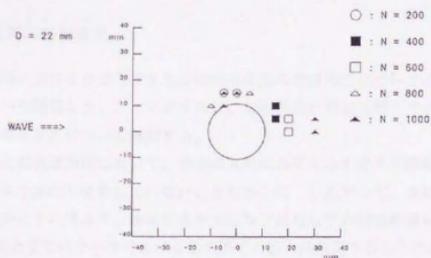
この様に地形がほぼ相似形を保って発達しているということは、局所洗掘地形発達どの段階においてもほぼ同じ様に同じ場所が特に強く洗掘されていたものと考えられる。したがって、底面を洗掘する機構である直立円柱まわりの流れが洗掘の初期から最終段階まであまり変化していないことを示していると考えられる。このことは第2章の結果すなわち洗掘された底面地形によって円柱まわりの流れの様相が変化すると言うことに矛盾しているように思われる。ここで考慮すべきことは、第2章での解析がK.C.数が5.2、局所洗掘地形が図2.3というように、ツノ状局所洗掘形状を対象に行っている点である。第2章の解析では、底面が平坦であった場合、すなわち局所洗掘初期では図2.24に示すように剥離渦はほぼ直立していたが、局所洗掘地形が十分に発達した場合、すなわち局所洗掘終期では図2.50に示すように剥離渦は岸側に傾い



(a) K.C. 数=9.0, ツノ状洗掘地形



(b) K.C. 数=11.0, 遷移洗掘地形



(c) K.C. 数=30.9, 逆円錐型洗掘地形

図 5.4: 最大洗掘深発生位置の時間変動

ているという結果が得られていた。この様に、ツノ状局所洗掘地形上では円柱からの剥離渦も洗掘地形が発達するにしたがって剥離渦が岸側に傾いていくと考えられる。そしてこの時、ツノ状洗掘地形も図 5.1 に示すように発達していき、最大洗掘深発生位置も図 5.4(a) の様に徐々に円柱から離れる方向に移動していったと考えられる。したがって、この最大洗掘深発生位置の移動はその上の流れの変化によるものと考えられる。すなわち、ツノ状局所洗掘地形では円柱からの剥離渦が岸側に傾くにしたがって、洗掘される底面の最大洗掘深発生位置も円柱から遠い方向に移動しているようである。このような傾向は他の局所洗掘地形では明確には現われていなかった。したがってこれは直立円柱まわりの局所洗掘現象に対して円柱からの剥離渦が支配的であった場合に於てはまることである。

これに対して直立円柱の前面に発生する馬蹄形渦やその部分での特徴的な流れについて洗掘地形が及ぼす影響について考察する。この逆円錐型局所洗掘地形では河川での橋脚まわりに存在する馬蹄形渦と同様に、局所洗掘初期では馬蹄形渦は存在しづらく規模も小さいが、局所洗掘が進むにしたがってその洗掘穴に馬蹄形渦がはまり込むようになるため渦の規模が大きくなり、さらにその部分を洗掘するようになる。このように、馬蹄形渦はその形などは変化しないが、局所洗掘が進むにしたがってその馬蹄形渦の規模は急激に大きくなり、さらに強い局所洗掘を促すことになる。ただし、波動場では馬蹄形渦の形成が波の半周期ごとに行われているために、K.C. 数がある程度小さいときにはその渦の規模は波動場の条件によって決まってしまう。

以上のように波動場における直立円柱まわりの局所洗掘は洗掘初期から定常状態まで最大洗掘深発生位置はあまり変動せず、局所洗掘地形も相似形を保って発達している。これは直立円柱まわりの流れの様相は円柱が存在することによって生じる剥離渦などによってほぼ決定してしまうため、洗掘された底面形状によっても変化するもののその本質はあまりかわらないために、底面がいつもほぼ同じ様な影響、すなわち底面上に分布しているせん断力などを、流れから受けているためであると考えられる。

5.4 最大洗掘深の時間変化

前節では波動場における直立円柱まわりの局所洗掘の発達段階についてその局所洗掘地形の形状の変化について議論した。ここではさらに、局所洗掘の発達段階について工学的に必要である最大洗掘深の時間変化について議論する。

前節では局所洗掘発達段階において、多少の変動はあるものの最大洗掘深発生位置が洗掘初期から最終段階までさほど移動していないことを示した。したがって、次にその最大洗掘深の時間変化を明らかにすれば工学的構造物の安全性などに対して有効な結論が得られる。

表 5.1 に示された全てのケースにおける各時間での最大洗掘深を示したのが図 5.5 である。また Sumer *et al.* によって次元解析から導かれた、無次元化された経過時間

$$t / \left(\frac{D^2}{\sqrt{g(s-1)} d_{50}^3} \right)$$

を用いて示したのが図 5.6 である。ここで D , g , s , d_{50} はそれぞれ円柱直径、重力加速度、底質

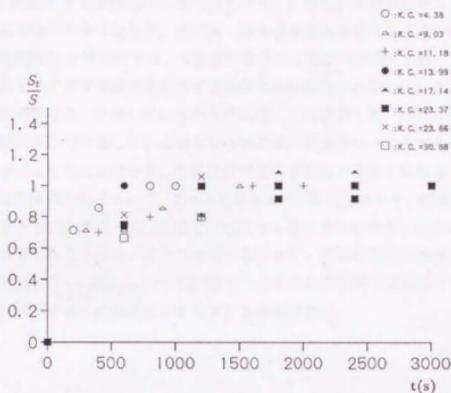


図 5.5: 最大洗掘深の時間変化

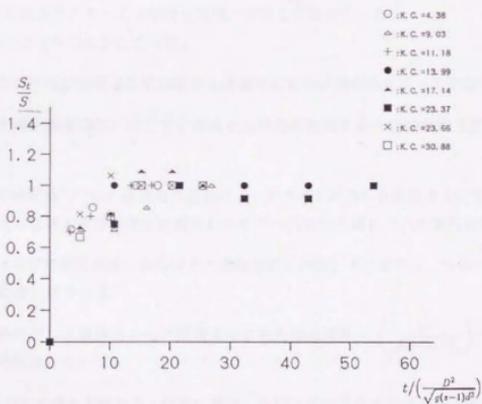


図 5.6: 最大洗掘深の時間変化 (無次元化時間表示)

砂の比重および底質砂の中央粒径である。これらの図で縦軸はそれぞれの時間での最大洗掘深 S_t を最終(最大)洗掘深 S で無次元化したものである。これらの図からわかるように最大洗掘深は洗掘初期には急激に大きくなるが、その後、最大洗掘深の変化はゆるやかになり、最終的にはある値、最終洗掘深 S に安定する。本実験の場合には直立円柱近傍を除いて底質は移動していない条件なのでこの局所洗掘地形に対する底質の供給は行われない。したがってこの最大洗掘深は最終洗掘深に漸近・収束していくことになる。これに対して、砂澱が発生している場合や底面上の底質が前面で移動している場合などでは局所洗掘地形への底質の供給が行われるため、最大洗掘深は完全には安定せず、最終洗掘深近傍を振動するようになる。

また、経過時間の無次元化について、図 5.5 と図 5.6 の両図を比べると、図 5.5 では多少ばらついていた値が図 5.6 ではほぼ一つの曲線上に並んでいることがわかる。したがって、この無次元化は妥当であると考えられる。またこの図からさらに、本実験で行った条件の場合、無次元化された経過時間 $t / \left(\frac{D^2}{\sqrt{g(s-1)d_{50}}} \right)$ がほぼ 20 で十分に最大洗掘深が安定している。したがって工学的にはこれ以降の局所洗掘の進行を考慮する必要がない。

5.5 結語

本章では波動場における直立円柱まわりの局所洗掘現象の発達の様子を局所洗掘地形や最大洗掘深とその発生位置に着目して解析を行った。また、この局所洗掘地形上の流れについても以前の章の結果と合わせて考察を行った。

ここでは前章で明らかになった 3 種類の特徴的な局所洗掘地形、ツノ状洗掘地形と遷移洗掘地形、逆円錐型洗掘地形のすべてを含む 6 種類の条件で実験を行った。

これより以下のことが明らかになった。

1. それぞれの局所洗掘地形は洗掘初期からほぼその地形の相似形を保って発達する。
2. それぞれの局所洗掘地形に対して、それぞれの発達段階の最大洗掘深発生位置はほぼ一定である。
3. ツノ状局所洗掘地形では洗掘地形の発達によってその上の流れも変形するので、洗掘地形の発達とともに最大洗掘深発生位置がわずかに円柱から離れていく傾向にある。
4. 局所洗掘は洗掘初期に急激に進むがその進む速度も時間と共に減少し、ある一定値、最終(最大)洗掘深に収束する。
5. 本実験の条件では実験開始からの無次元化された経過時間 $t / \left(\frac{D^2}{\sqrt{g(s-1)d_{50}}} \right)$ がほぼ 20 で局所洗掘地形は安定となる。

この局所洗掘地形や最大洗掘深発生位置に着目した局所洗掘現象の発達過程の解析によって、局所洗掘の最終状態だけでなく、その最終状態までの様子についても予測できる様になった。

第 6 章

最終洗掘深

6.1 緒論

本章では波動場における直立円柱まわりの局所洗掘の最終洗掘深について、実験を通して議論する。ここでは K.C. 数で約 4 から 30 まで、またシールズ数で約 0.02 から 0.22 の範囲で実験を行った。これらの結果をまとめて直立円柱まわりに発生する局所洗掘の最終洗掘深について考察を行う。

工学的視点から局所洗掘を見た場合、海岸・海洋構造物の安全性などを考えれば、最大洗掘深がどこに発生し、その深さがどの程度になるかということは最大の関心事として挙げることができる。このうち、どの点に最大洗掘深が発生するかは前章まででほぼ明らかになった。そこで本章では最終（最大）洗掘深について議論する。この最終洗掘深に関する研究は工学上必要でありながら意外に少ない。この最終洗掘深の測定は近年では Kawata and Tuchiya (1988) など何人かの研究者によって行われてはいるが、ほとんどの場合、彼らが設定した数少ない実験条件における最終洗掘深であるため、その結果はあまり議論されることがなかった。これに対し、Sumer *et al.* (1992) はこの最終洗掘深を系統的に扱い、砂澱が発生している場での直立円柱まわりの洗掘の最終洗掘深を K.C. 数の関数として表現している。

ここでは直立円柱近傍を除いて底質が移動しない場合、すなわち静的洗掘の場合について、最終洗掘深を系統立てて解析を行い、K.C. 数やシールズ数などの無次元数との関係について解析を行った。

6.2 実験装置および実験条件

ここでは第 4 章と第 5 章で行った実験の最終段階を整理解析する。したがってここで扱う実験データの測定にはこれら以前の章で用いた実験装置、造波水槽および連続式砂面計を用いている。そしてここで扱う最終洗掘深も連続式砂面計によって得られた最終洗掘地形の図から算出している。

実験条件および測定された最終洗掘深の値は表 4.2 から表 4.6、および表 5.1 に示されている。ここで河川中での橋脚まわりの局所洗掘の解析にならない（例えば、中川・鈴木，1974），最終洗

掘深 S は直立円柱の直径 D で無次元化している。

6.3 K.C. 数と最終洗掘深

ここでは K.C. 数と最終洗掘深との関係について明らかにする。

第4章と第5章で行った実験の結果を K.C. 数で整理し、グラフ化したのが図 6.1 である。横軸は K.C. 数を、また縦軸には最終(最大)洗掘深 S を円柱の直径 D で無次元化したものを示している。図中には本研究で行った5種類の底質を用いて行った実験結果のほか、Sumer *et al.* (1992) によって得られた実験結果も合わせて示している。また図中の曲線も Sumer *et al.* によって求められた、砂澱が発生した状態での直立円柱まわりの局所洗掘の最終洗掘深と K.C. 数との関係である。この曲線の式は

$$\frac{S}{D} = 1.3\{1 - \exp[-0.03(K.C. - 6)]\} \quad K.C. \geq 6 \quad (6.1)$$

で表される。この関係式を求めるにあたって Sumer *et al.* は彼らの実験結果のほかに、K.C. 数が無限大になったときには河川などの定常流中での局所洗掘の条件に漸近するとして、定常流中における Breusers *et al.* (1977) の実験結果を K.C. 数が無限大での値として採用している。また、この関係式は砂澱が発生した底面上での局所洗掘にのみ限定されている。

このように Sumer *et al.* の実験結果や式 (6.1) は砂澱が発生した場合を対象としているのに対し、本研究では直立円柱ごく近傍以外の領域では底質砂が移動しない条件で行っている。このように実験条件に大きな差がありながら、本研究で得られた実験結果は式 (6.1) に比較的合っている。ただし本研究の実験結果は、特に K.C. 数が約 20 以下で、この式よりも最大洗掘深が多少大きい傾向にあると考えられる。Sumer *et al.* の実験では局所洗掘地形が K.C. 数によらずすべて逆円錐型洗掘地形であった。したがって最大洗掘深は円柱の表面ごく近傍で発生している。それに対して、本研究では K.C. 数が比較的小さい場合にはツノ状洗掘地形や遷移洗掘地形が発生しており、最大洗掘深発生位置も図 4.5 に示されるように円柱後方のやや離れた地点に分布している。この様に本実験においてツノ状洗掘地形の要素が強い局所洗掘地形が得られた場合、逆円錐型洗掘地形の要素によって直立円柱表面ごく近傍に局所的に深い洗掘が発生してもツノ状洗掘地形の要素による最大洗掘深の値が優先される。この様に、本研究の場合には Sumer *et al.* のように逆円錐型洗掘地形のみの場合に比べて、ツノ状洗掘地形の要素のために、最大洗掘深が大きく出る傾向にある。このため、図 6.1 では本実験の結果が式 (6.1) の関係式よりやや大きい洗掘深を示す傾向がある。Sumer *et al.* の実験条件の場合のように、底面上に砂澱が発生した場合にはツノ状局所洗掘地形は砂澱によって消失してしまうものと想像できる。

そこで次に、円柱のごく近傍の底面に限定し、図 6.1 と同様にその領域内で発生した最大洗掘深と K.C. 数との関係を示したのが図 6.2 である。図 6.1 と比べて K.C. 数が約 20 以下の範囲で無次元化された最終洗掘深 S/D の値が減少し、式 (6.1) で表される曲線を中心に実験値が分布していることがわかる。ただし図 6.2 に見られる比較的大きなデータのばらつきは、最大洗掘深が小さいために生じたものと想像される。

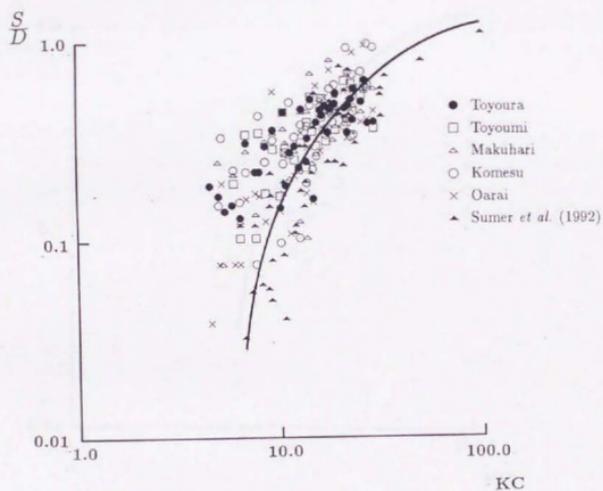


図 6.1: 最終洗滌深と K.C. 数との関係

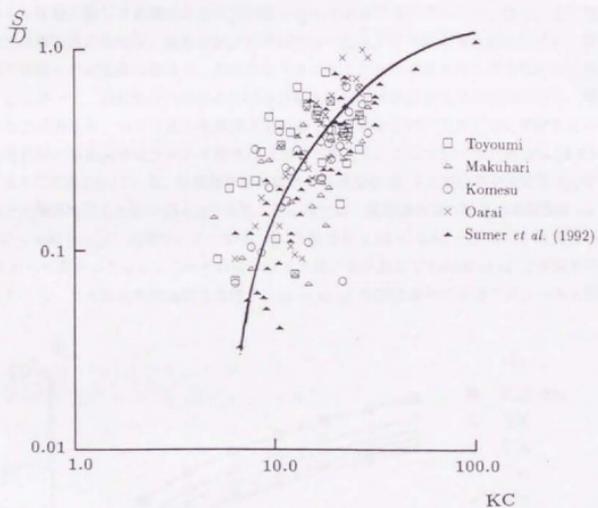


図 6.2: 円柱近傍に発生した最終洗掘深と K.C. 数との関係

このように Sumer *et al.* が提案した式 (6.1) の関係式は砂澱が発達した場合だけではなく、本研究のように直立円柱のごく近傍を除いて底質砂が移動しない条件の下でもほぼ適用できるものと考えられる。さらに上に示した議論から、直立円柱表面ごく近傍での局所洗掘、すなわち逆円錐型洗掘地形あるいはその要素に限れば、式 (6.1) はよりよく最大洗掘深と K.C. 数との関係を示していると言える。

ところでこの K.C. 数は波動場の条件と円柱直径のみで決まる無次元数であり、底質砂の物理特性には無関係である。この無次元数が底質砂の運動の結果である局所洗掘に関係していることについて考察する。前章で述べたように直立円柱まわりの流れは、局所洗掘地形の影響によって多少変化するものの、その流れの本質は波動場と円柱のみでほぼ決まってしまう。したがって、この流れやそれに含まれる渦によって底面上で最も強くせん断力が作用する点、すなわち最も砂移動が激しく結果的に最大洗掘深を発生する点はほぼ決まってしまう。その最大洗掘深発生位置以外の点では、底面勾配が底質砂の水中安息角以上になるために生ずる、最大洗掘深発生位置への底質砂の滑落が、洗掘深を大きくするための主なメカニズムであると考えられる。したがって、波動場と円柱の条件のみが決まれば最大洗掘深発生位置が決定し、局所洗掘地形もほぼ決まる。つぎに最大洗掘深発生位置で底質砂がどのようなときに移動するかを考える。底質砂の移動条件はシールズ数でほぼ判定できよう。ここでシールズ数は式 (2.2) に示されるように定義されている。底面境界層外縁での流速振幅 \hat{u}_b や底質砂の中央粒径 d_{50} とシールズ数との関係を示したのが図 6.3 である。この図では、底面境界層外縁での流速振幅 \hat{u}_b の範囲を 50 ~ 400 mm/s、底質砂の中央粒径 d_{50} の範囲を 0.10 ~ 0.60 mm とし、底質砂の比重は 2.45 として算出している。この計算条件は本実験の条件および Sumer *et al.* の実験をすべて網羅している。この図から本実験の条件や Sumer *et al.* の実験条件の範囲ではシールズ数に対

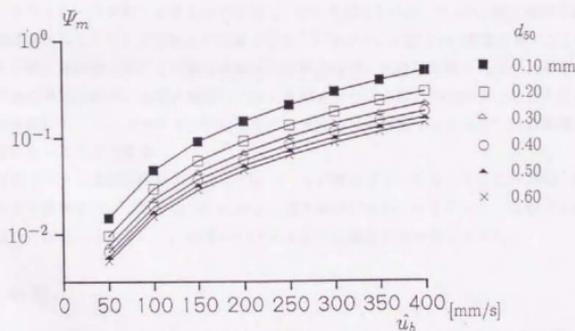


図 6.3: 底面境界層外縁での流速振幅 \hat{u}_b 、底質砂の中央粒径 d_{50} とシールズ数との関係 (比重 2.45)

して底質砂の粒径より底面境界層外縁での流速振幅のほうが影響が大きいことがわかる。したがって、これらの実験条件の範囲では底質の移動指標であるシールズ数も底質の物理特性よりも流れの条件の方がより支配的であると言える。これらをまとめると、直立円柱まわりの流れは波動場と円柱の条件によってほぼ決まってしまう、したがって最大洗掘深発生位置も決定される、そしてその点での底質の移動も波動場の条件が支配的である、ということになる。以上の理由により、直立円柱まわりに発生する局所洗掘の最大洗掘深が、波動場と円柱の条件だけで決まり底質砂の物理特性を考慮していない K.C. 数で整理できる。

6.4 シールズ数と最終洗掘深

つぎにシールズ数と最終洗掘深との関係について明らかにする。シールズ数は底質の移動に関する指標であるため、底質の移動によって生じる局所洗掘現象には何らかの関係があると思われる。

前節と同様に第4章と第5章で行った実験の結果を今度はシールズ数で整理し、グラフ化した。その結果を図6.4に示す。横軸はシールズ数を、また縦軸には最終(最大)洗掘深 S を円柱の直径 D で無次元化したものを示している。

この図でも図6.1に比べてさほど明確ではないが、同様の傾向、つまりシールズ数が増加するにしたがって、最大洗掘深の増加する傾向がみられる。またこの図からは、それぞれの底質では測定結果がある程度まとまった傾向を示している。そしてそれぞれの底質の傾向はそれぞれ測定結果の分布の傾きが異なっていることがわかる。本研究では実験条件として直立円柱の直径や水深を大きく変えることは不可能であった。そのため K.C. 数とシールズ数とを全く独立に変化させて実験することは困難である。したがって、それぞれの底質で明確な傾向を示しているのはシールズ数によるものではなく、むしろ図6.1において K.C. 数と最終洗掘深が明確な関係を示しているためであると想像できる。したがって、図6.4の結果を図6.1と合わせて考察すれば、本研究の条件では最終洗掘深は底質の種類にさほど影響されないと考えられる。

この様に最終洗掘深が底質の種類にさほど影響されないのは、前節で示したように底質の移動条件を表すシールズ数が本研究の範囲では底質砂の物理特性よりもむしろ波動場の条件に支配されているためである。

本研究で行った実験は既に示したようにシールズ数は直立円柱まわりの局所洗掘の最終洗掘深にあまり影響を及ぼしていない。しかし、他の条件においてもこのシールズ数がさほど重要ではないとは言いきれない。この点についてはさらに議論する必要がある。

6.5 結語

本章では波動場における直立円柱まわりに発生する局所洗掘の最終(最大)洗掘深について、K.C. 数やシールズ数といった無次元パラメータとの関係について定量的解析を行った。

この最終洗掘深は局所洗掘現象について工学上最も重要な要素である。ここでは今まで行っ

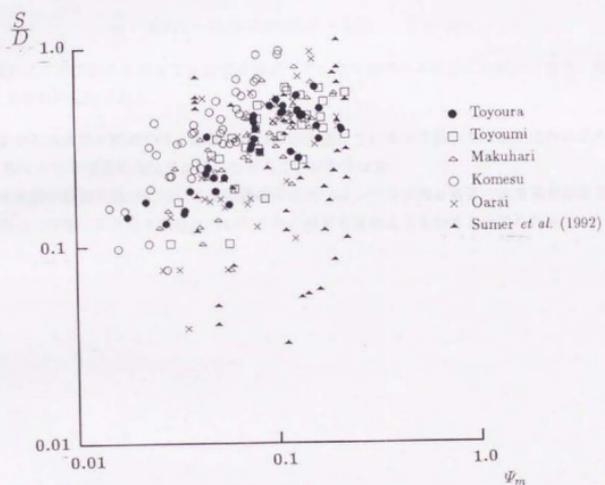


図 6.4: 最終洗掘深とシールズ数との関係

た実験結果を整理して、本実験の条件の範囲で次のことが明らかになった。

1. 直立円柱まわりの局所洗掘の最終洗掘深は K.C. 数と強い関係があり、シールズ数とはあまり明確な関係は見出せなかった。
2. 砂礫が存在する場で行った Sumer *et al.* (1992) の結果と、円柱ごく近傍以外の領域では底質が移動していない条件の本研究の結果とがよく合っていた。ただし、本研究ではツノ状洗掘地形が存在するために Sumer *et al.* の結果よりも最終洗掘深がやや大きくなる傾向にある。
3. 先の結果から、砂礫が存在する場を対象に Sumer *et al.* が最終洗掘深 S に対して提案した K.C. 数との関係式

$$\frac{S}{D} = 1.3\{1 - \exp[-0.03(K.C. - 6)]\} \quad K.C. \geq 6$$

が円柱ごく近傍以外の領域では底質が移動していない条件の本研究にも適用できる。式中、 D は円柱直径である。

以上のように本研究の範囲では、底面上に砂礫が発達しているか存在していないかかわらず、K.C. 数のみでほぼ最終洗掘深が推定できることがわかった。

この局所洗掘の最終洗掘深について本実験条件以外ではシールズ数も重要となる場合があると想像できる。今後このような場合についてさらに検討を進める必要があると思われる。

第7章

結論

7.1 結論

波動場における直立円柱まわりの局所洗掘現象のメカニズムの解明は海洋海岸構造物周辺部に発生する局所洗掘の予測・防止に必要不可欠である。この局所洗掘自体は底質の運動の結果起きる現象ではあるが、この底質の運動を支配しているのは構造物周辺部の流体運動である。したがってこの構造物周辺部の流体運動を解明することが局所洗掘現象のメカニズム解明の第一歩となる。

本研究の第2章および第3章ではこの波動場における直立円柱まわりの局所洗掘現象のメカニズム解明の基礎となるべく、この直立円柱まわりの底面近傍の流れを解析した。対象とした波動場は非線形性の強い波動場で円柱後方には一対の剥離渦が発生する場である。本研究ではこの波動場の特徴をとらえるために実験および数値シミュレーションの双方から解析を行った。

また第4章から第6章では移動床上での直立円柱まわりの局所洗掘実験を系統立てて行い、その発達過程から最終状態までを捉えた。そして、この局所洗掘を単なる地形変化として捉えるのではなく、第2章および第3章の結果を踏まえ、局所洗掘の地形変化と直立円柱まわりの流れとの関係について議論した。

以下に各章で得られた結論をまとめる。

7.1.1 直立円柱まわりの3次元空間流速分布の測定

第2章ではレーザー・ドップラー流速計を中心とした空間流速分布自動計測システムを構築し、このシステムを用いて直立円柱まわりの底面近傍の流れの3次元空間流速分布を高精度で測定した。測定の際には、滑面平面、粗面平面、および移動床実験で得られた局所洗掘地形をもとに作成した底面模型に粗度を張りつけたもの、の3種類の底面を用いてそれぞれこれらの底面上に設置した直立円柱まわりの流れを3次元空間的に測定しこの流れの特徴の解析を行った。

その結果、本研究で用いた波動場の条件では従来より河川工学の分野で明らかにされている直立円柱まわりの馬蹄形渦が観察されなかった。

また、滑面平面および粗面平面を底面とした実験・測定においては、直立円柱に作用させた入

射波のほぼ全位相を通じて円柱表面に沿う下降流が発生していた。この下降流が発生する領域は入射波による主流が反転した直後には円柱斜め前面に位置していたがその後円柱表面に沿って後流域内に移動した。この円柱表面に沿う下降流により底面近傍に集まった流体は、底面上で円柱を中心に広がるような流れを生じ、これによって円柱からの剥離渦は底面より離れた部分よりも底面上の部分の方が大きく移流され、底面近くで円柱の外側に曲がるように変形していた。この様に円柱表面に沿う下降流は円柱まわりの特徴となる流れである。さらに底面に粗度をつけることにより底面上の境界層が厚くなるためこの下降流も強くなる。

特に円柱沖向き流れの位相の時にはこの下降流の流速が大きくなる。そして円柱沖側に発生した剥離渦が発達したときにはこの剥離渦の中心付近では上昇流が観察された。

この下降流・上昇流の発生メカニズムは、測定された3次元空間流速分布と乱れ強度分布とを比較することによって説明できる。すなわち、波の峰が直立円柱にぶつかるとき円柱前面にみられる局所的な水面上昇によって生じる局所的な圧力上昇、あるいは円柱後方の後流域内の局所的な水位低下によって生じる局所的な圧力低下などによって流体中でも特に乱れの強い円柱表面上の境界層や剥離渦中の流体が運動するが、この流体の運動が下降流あるいは上昇流として観察された。

平坦な底面のごく近傍の水平面内で入射波の1周期のうち空間的にも時間的にも最大流速の発生する点は円柱の斜め前面であり、この点は移動床実験において最大洗掘あるいは最大堆積を示した点であった。

粗度をつけた局所洗掘地形の模型上に直立円柱を設置した場合の流れは平坦な底面の場合とは異なり、流体の乱れ分布の影響より底面の凹凸による影響の方がはるかに大きかった。これは剥離渦が円柱表面からだけでなく、底面の凸部からも発生しているためであった。この底面凸部からの剥離渦の振舞いは砂礫上の剥離渦と良く似ている。また特に円柱岸側では、底面凸部からの剥離渦が円柱表面からの剥離渦と接続して半楕円形のアーチ状の大規模渦を形成している様子が観察された。

7.1.2 3次元離散渦法による直立円柱まわりの流れの数値シミュレーション

第3章では3次元離散渦法を用いて波動場における平面底面近傍の直立円柱まわりの流れの数値シミュレーションを行った。ここでは3次元の離散渦法の工学的問題への適用の試みも含め渦度の拡散を意味する循環の減衰や曲面に適用可能な境界条件の開発などを組み込んだ数値モデルを構築した。また先に行った実験と同一の条件にするのが困難な項目をのぞき、実験で得られた結果との比較が可能なようにシミュレーションは実験条件とほぼ等しい条件のもとで行った。その結果先に行った実験と同様、一対の剥離渦が発生する波動場の条件のもとでは円柱前面に馬蹄形渦は発生しなかった。また円柱背後の発達した後流中では下降流が観察された。波の峰通過前後では円柱側面で鉛直方向に軸を持つ渦糸 (vortex segment) が生成されるが、この渦糸はその後すぐに岸沖方向に斜めに傾き急激な引き伸ばし作用を受け成長する。この渦糸は底面上に大きな流速を誘導している。この誘導速度により底面上では逆方向の渦糸が生成さ

れ底面上に大きな流速を誘導した渦系と合体・打ち消し合っている。

底面から離れた領域では鉛直方向にはほぼ一様な2次元の流れが観察された。この領域では直立円柱からの剥離渦が主流の反転後再び円柱に近づき、円柱表面に大きな流速を誘導し新たな渦系の生成を助長している。

ただし、この数値シミュレーションの結果は実験・測定結果では顕著に現れていた円柱表面に沿う下降流が再現されていなかった。この原因には次の2つが考えられる。まず、本数値シミュレーションでは個々の vortex segment が比較的大きいため segment の乱雑な集合として表される流体の乱れが十分に表現できず、実験・測定結果でみられた直立円柱まわりの局所的な乱れが本数値シミュレーションで再現されなかった点。もう一つは、数値シミュレーションの対象とした領域が円柱まわりの底面近傍に限ったために直立円柱が存在することに起因する水面形の変化とそれによる流体運動への影響が考慮されていない点である。この問題を解決するには、まず個々の vortex segment を小さくし、より多くの segment で流れ場を表現すること、つまり数値シミュレーションの空間分解能を高くすることである。そして本研究で対象とした比較的小口径の直立円柱まわりの水面形を算定する別の数値計算モデルを適用することである。しかし現時点においてこの数値シミュレーションの空間分解能を高めるためには vortex segment の個数を増やさなければならず、計算量の急激な増加は避けられない。また水面形に関しても剥離を含む直立円柱まわりの水面形を簡便に見積もれる数値計算モデルは存在しない。

この様に本数値シミュレーションはまだ改良の余地はあるが、対象としている現象が3次元現象であり元々膨大な計算量を必要とするため、現時点の計算機の能力を考えれば満足のいく結果と言えよう。

7.1.3 円柱まわりの局所洗掘地形の分類

第4章では移動床を用いた直立円柱まわりの局所洗掘実験を系統的に行い、この直立円柱まわりに発生する局所洗掘の地形の分類を行った。

実験では中央粒径が0.16mmから0.43mmまでの5種類の底質砂を用いており、実験はK.C.数が約4から30まで、シールズ数で約0.02から0.22の範囲で行った。その結果得られた局所洗掘地形は、円柱斜め後方や離れた点に最大洗掘深が発生するツノ状洗掘地形、円柱前面あるいは側面の円柱表面ごく近傍に最大洗掘深が発生する逆円錐型洗掘地形、ツノ状洗掘地形と逆円錐型洗掘地形の両方の性質を備えた遷移洗掘地形、の3種類に分類できた。これらの地形はK.C.数で分類でき、K.C.数が約8より小さい場合にはツノ状洗掘地形、また約20より大きい場合には逆円錐型洗掘地形が発生し、遷移洗掘地形はこれら2つの局所洗掘地形の発生条件の間、すなわちK.C.数が約8から20程度で発生した。これらの局所洗掘地形、とくにツノ状洗掘地形と逆円錐型洗掘地形はその洗掘地形の最大洗掘深発生位置に特徴があるためにこの最大洗掘深発生位置に着目して局所洗掘地形を客観的に分類し解析できることを示した。

また、それぞれのツノ状洗掘地形は円柱からの左右対称な剥離渦によって洗掘され、逆円錐型洗掘地形は馬蹄形渦あるいは円柱前面の底面近傍にみられる流れの集中によって洗掘される。

K.C. 数が同じ場合でも波の非線形性が強い場合には、円柱まわりの流れが対称の剥離渦から非対称の渦へというように、より K.C. 数が大きい流れの様相に変化する。このため局所洗掘地形も波の非線形性が強い場合には K.C. 数がより大きい洗掘地形へと変化する。この結果それぞれの局所洗掘地形の境界となる K.C. 数の値は減少する。

本研究の場合には直立円柱のごく近傍以外の領域では底質砂が移動しない条件のもので実験を行い、先に述べた3種類の局所洗掘地形を得た。これに対し、従来の研究の報告によれば、底面上に砂礫の発達した状態では逆円錐型洗掘地形しか現われないようである。これは砂礫によってツノ状洗掘地形が消失してしまったものと推測できる。

7.1.4 局所洗掘地形の発達過程

第5章では移動床を用いた直立円柱まわりの局所洗掘実験において、局所洗掘地形がどのように発達しているかを時間的に追跡し、解析を行った。ここでは前章で得られた3種類の局所洗掘地形を網羅する様に6種類の実験条件を設定した。実験条件中、K.C. 数の範囲は約4から31までである。

その結果、前章で得られた3種類の局所洗掘地形、ツノ状洗掘地形、遷移洗掘地形そして逆円錐型洗掘地形のどの場合においてもそれぞれの地形を相似形に保ちながらそれぞれの局所洗掘地形が発達している様子が確認された。特に局所洗掘地形を特徴づける最大洗掘深の発生位置は局所洗掘地形の時間発展中でもあまり移動せず、この点を中心に局所洗掘地形が発展していることを明らかにした。これは直立円柱まわりの流れが波動場と直立円柱の条件のみでほぼ決定してしまうため、局所洗掘地形が発達してもあまり変化せず、したがって、底面上の特定の領域のみで特に大きな流速やせん断力を生じさせ、その点を洗掘しつづけるためと考えられる。そしてこの特に洗掘が積極的に行われる点に最大洗掘深が現れる。

第2章や第3章で明らかにされた、局所洗掘地形による直立円柱まわりの流れの変形が洗掘地形に及ぼす影響はツノ状洗掘地形の発達過程において見出された。第2章で示された、洗掘地形のために変形された直立円柱からの剥離渦によって、ツノ状洗掘地形の最大洗掘深発生位置は局所洗掘地形が発達するにしたがって徐々に円柱表面から遠ざかっていることが確認された。

これに対し逆円錐型洗掘地形では、局所洗掘地形により変形した直立円柱まわりの流れが洗掘地形に及ぼす影響は確認されなかった。これはツノ状洗掘地形が直立円柱からの剥離渦によって洗掘されるためにこの剥離渦の変形の影響が現れるが、逆円錐型洗掘地形では円柱前面の馬蹄形渦などによって洗掘されるためにこれらの流れ変形にあまり影響を受けなかったためである。

発達するそれぞれの局所洗掘地形において、最大洗掘深は同じ傾向を示した。すなわち、洗掘初期には急激に最大洗掘深が増加するが、徐々にその増加速度が低下し、最終的にはある値、最終(最大)洗掘深に収束する。この局所洗掘の発達時間 t を無次元化したパラメータ

$$t/\left(\frac{D^2}{\sqrt{g(s-1)d_{50}^3}}\right)$$

を用いて表わした場合、どの局所洗掘地形においても同じ最大洗掘深発達状況を示した。ここ

で D , g , s , d_{50} はそれぞれ円柱直径, 重力加速度, 底質砂の比重そして底質砂の中央粒径である。そしてどの局所洗掘地形においてもこの発達時間の無次元パラメーターがほぼ 20 で局所洗掘の発達は終了している。

7.1.5 最終洗掘深

第6章では第4章と第5章で得られた, 波動場における直立円柱まわりの局所洗掘の最終洗掘深に関する実験結果をまとめ, K.C. 数やシルズ数といった無次元パラメーターとの関係について調べた。ここで対象とした実験は, 第4章や第5章でも述べたように, 5種類の底質砂を用いており, 実験条件は, 底質の中央粒径で 0.16mm から 0.43mm まで, K.C. 数で約 4 から 31 まで, シルズ数で約 0.02 から 0.22 の範囲である。

これらの実験結果を整理した結果, 最終洗掘深とシルズ数との間には明確な関係が見られなかったが, 最終洗掘深と K.C. 数との間には, 底質砂の種類に無関係な, 明らかな関係が見られた。そして, 直立円柱ごく近傍以外の領域では底質砂が移動しない条件で行った本研究の実験結果は, Sumer *et al.* (1992) が砂澱が発達した状態で行った実験の結果から導いた最終洗掘深 S と K.C. 数 $K.C.$ との関係式

$$\frac{S}{D} = 1.3 \{1 - \exp[-0.03(K.C. - 6)]\} \quad K.C. \geq 6$$

をよく説明している。ここで D は直立円柱の直径である。ただし, K.C. 数が約 20 以下では, 本研究の実験結果は上に示す関係式よりもやや大きな最終洗掘深を示した。これは, 砂澱が発達した場合の局所洗掘では逆円錐型洗掘地形しか現われないのに対し, 本研究ではツノ状洗掘地形など発生しており, K.C. 数が比較的小さい場合には逆円錐型洗掘地形による円柱表面ごく近傍に発生する局所的な最大洗掘深よりも, ツノ状洗掘地形による円柱から多少離れた点での最大洗掘深の方が大きいためである。

この様に砂澱の有無と言った底面の条件の違いがあるにも関わらず, 最大洗掘深はこの砂澱に無関係に K.C. 数に關係している。この結果は実験条件に範囲があるものの工学的上有効なものである。

7.2 今後の課題

直立円柱まわりの局所洗掘に関する研究の最終目的はその現象のメカニズムの解明と予測手法の確立である。本研究により波動場における比較的小口径の直立円柱まわりの局所洗掘現象に関わる底面近傍の流れの特徴と発生した局所洗掘地形の特徴が明らかにされた。そして本実験の条件の範囲にかぎられるが, 工学的に重要である最大洗掘深やその発生位置について定量的に明らかにした。

しかし, 本研究で行った実験の結果がある条件の範囲内であるばかりではなく, 本研究で対象とした波動場自体が様々な波動場, 波・流れ共存場の1つでしかない。これを幅広い条件の場に適用するには他の研究成果, あるいは新たな研究が必要になるであろう。例えば K.C. 数に

ついでその対象範囲を広げることを考えると、K.C.数の小さな条件の波動場、すなわち大口径円柱の場合には柴山ら(1988)などの研究成果を用いて波動場における直立円柱まわりの局所洗濯現象を考えていかなければならないであろう。

この様に実験の条件や対象とする波動場の種類を広げるにあたって、それらすべてを網羅することは当然不可能である。したがって今後幅広い条件の局所洗濯に対応するためには数値シミュレーションによるモデルの構築か、あるいは理論的解析によるモデルの構築が必要となる。

しかし、数値シミュレーションによる流れ場の解析は本研究においても行っているが、局所洗濯地形上の直立円柱まわりの流れは強い3次元性を持っているので、これを正確に再現するためには計算機の大規模な能力の向上か、あるいは本研究で行ったシミュレーション以上に計算量を減らしながらもその空間分解能を向上させるような新たな手法の開発が必要となる。

また、理論的解析においてもこの複雑な局所洗濯地形や3次元の流れを表現することは容易なことではなかろう。しかしこれらを基礎としてモデル化を行う場合には本研究で明らかにした底面近傍の流れの特徴と発生した局所洗濯地形の特徴が有効な情報を与えるであろう。

このように、今後この局所洗濯に関する研究を進めるには、広い範囲の波動場、波・流れ共存場で適用可能にすることを意識しながら進めることが必要である。

参考文献

- [1] 池田駿介・木崎 茂・栗林俊一 (1988) : 砂澁近傍の流れと渦のモデル化, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp.21-24.
- [2] 稲室隆二 (1988) : 渦点法による剥離渦流れの数値シミュレーション, ながれ, 7, pp.104-122.
- [3] 岩垣雄一・浅野敏之・永井文博 (1982) : 波と流れの共存場に置かれた円柱に作用する流体力, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp.433-437.
- [4] 岩垣雄一・石田 啓 (1975) : 小口径円柱まわりの波圧分布と後流渦について, 第 22 回海岸工学講演会論文集, pp.531-537.
- [5] 宇民 正 (1969) : 橋脚周辺における流れのパターンについて, 京大防災研究所年報, 第 12 号 B, pp.529-541.
- [6] 宇民 正 (1972) : 開水路中におかれた障害物前面の渦の機構について, 京大防災研究所年報, 第 15 号 B, pp.475-484.
- [7] 宇民 正 (1973) : 橋脚前面の渦の機構に関する実験的研究, 京大防災研究所年報, 第 16 号 B, pp.533-542.
- [8] 宇民 正 (1974) : 層流実験に基づく橋脚前面の局所流の研究, 土木学会論文報告集, 第 228 号, pp.65-77.
- [9] 宇民 正 (1976) : 円柱橋脚前方における局所流の研究, 土木学会論文報告集, 第 247 号, pp.61-70.
- [10] 宇多高明・堤 博志・村井嶺美・藤原隆一 (1987) : 駿河湾海洋施設周りの洗掘実態, 土木学会第 42 回年次学術講演会講演概要集, 第 2 部門, pp.622-623.
- [11] 小川隆申・福西 祐・日野幹雄 (1988) : 壁面における渦度の供給を含んだ 3 次元離散渦法による数値シミュレーション, 第 20 回乱流シンポジウム講演論文集, pp.35-39.
- [12] 河田恵昭・朝堀泰明・土屋義人 (1988) : 波・流れ共存場における局所洗掘 —砂澁の発生しない場合—, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp.397-401.

- [13] 吉川秀夫・福岡捷二・岩間 汎・曾小川久貴 (1971): 橋脚の洗掘ならびにその防止に関する考察, 土木学会論文報告集, 第 194 号, pp.83-90.
- [14] 小林智尚・磯部雅彦・渡辺 晃 (1989): 満点法による非線形波動場の円柱まわりの流れのシミュレーション, 土木学会第 44 回年次学術講演会, 第 2 部門, pp.640-641.
- [15] 近藤 勉・粟津清蔵 (1978): 波による円柱のまわりの底流速について, 土木学会第 33 回年次学術講演会講演集, 第 2 部, pp.711-712.
- [16] 近藤 勉・粟津清蔵 (1979): 波による円柱のまわりの底面近傍の水粒子の流速について, 土木学会第 34 回年次学術講演会講演集, 第 2 部, pp.581-582.
- [17] 斉藤栄一・佐藤慎司・柴山知也 (1988): 波動場における大口径円柱周辺の局所洗掘に関する研究, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp.392-396.
- [18] 坂田 弘・足立武司・稲室隆二 (1983): うず放出モデルを用いたはく難を伴う非定常流れの解法 (第 1 法, 単独正方形柱まわりの流れ) 日本機械学会論文集 (B 編), 49 巻 440 号, pp.801-807.
- [19] 沢本正樹・菊池健治 (1979): 振動流中におかれた円柱に作用する揚力, 第 26 回海岸工学講演会論文集, pp.429-433.
- [20] 橋木 亨・中村孝幸 (1977): 波動場の円柱後流渦と波力に関する研究, 愛媛大学紀要, 第 8 巻, 第 4 号.
- [21] 柴山知也・先渡正成・塚本幸雄 (1987): 波・流れ共存場での小口径円柱周辺の局所洗掘機構, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp.407-410.
- [22] 鈴木幸一 (1978): 橋脚周辺部における流れと掃流力に関する研究, 土木学会論文集, 第 272 号, pp.65-78.
- [23] 巽友正 編 (1986): 乱流現象の科学 その解明と制御, 東大出版会.
- [24] 辻本哲郎・水上敏昭 (1985): 円柱橋脚前面での局所洗掘機構のモデル化, 水理講演会論文集, 第 29 回, pp.591-596.
- [25] 土屋義人・河田恵昭・錦織 慎 (1987): 波・流れの共存場における局所洗掘, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp.402-406.
- [26] 東江隆夫・勝井秀博 (1985): 大口径円柱周辺の洗掘現象, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp.425-429.
- [27] 中川博次 (1974): 水理構造物による局所洗掘, 1974 年度水工学に関する夏期研修会講義集, pp.A-1-1-A-1-15.

- [28] 中川博次・鈴木幸一 (1971) : 円柱橋脚周辺の流れの特性, 土木学会第 26 回年次学術講演会講演集, 第 2 部, pp.293-296.
- [29] 中川博次・鈴木幸一 (1974) : 橋脚による局所洗掘深の予測に関する研究, 京大防災研究所年報, 第 17 号 B, pp.725-751.
- [30] 中村孝幸・久保達郎 (1988) : はく離渦の減衰特性を考慮したカーテン防波堤まわりの流量の算定法, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp.607-611.
- [31] 西沢 勝 (1989) : 波による円柱まわりの局所洗掘に関する考察, 第 44 回年次学術講演会概要集, pp.796-797.
- [32] 西沢 勝・飯島 元・沢本正樹 (1987) : 波による円柱まわりの流れの可視化と局所洗掘, 第 42 回年次学術講演会概要集, pp.624-625.
- [33] 西沢 勝・沢本正樹 (1986) : 波による円柱まわりの局所洗掘, 第 5 回自然災害科学学術講演会要旨集, pp.129-130.
- [34] 西沢 勝・南 誠信・沢本正樹 (1988) : 波動場における円柱の後流渦パターンと局所洗掘との関係, 第 43 回年次学術講演会概要集, pp.758-759.
- [35] 浜本健一・三村信男・渡辺 晃 (1982) : 砂澁上の振動流境界層に関する実験的研究 (2), 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp.254-258.
- [36] 林 正徳・麻生 茂・ニツ寺直樹 (1987) : 二次元翼回りの剥離流の離散渦法による数値実験, 第 1 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, pp.275-278.
- [37] 日野幹雄・孟 岩・村山雅昭 (1989) : 疎らな流速測定データから非定常流れ場全体の瞬間像を推定する試み, 東工大, 土木工学科研究報告, No.41, pp.1-8.
- [38] 増岡宏昭・城 一真・佐藤慎司 (1986) : 波による円柱状構造物周辺の局所洗掘, 土木学会第 41 回年次学術講演会講演集, 第 2 部, pp.569-570.
- [39] 水口 優・見島匡人・小宮山正二・佐藤 忍 (1985) : 波動場における小口径円柱まわりの局所洗掘に関する実験的研究, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp.430-434.
- [40] 孟 岩・村山雅昭・日野幹雄 (1990) : 3 次元組織的乱流構造の瞬間像の測定 — 振動乱流の場合 —, 乱流シンポジウム講演論文集, 22, pp.312-317.
- [41] 横木裕宗・小林智尚・磯辺雅彦・渡辺晃 (1989) : 直立円柱のおかれた波動場底面上の渦運動, 土木学会第 44 回年次学術講演会講演集, 第 2 部, pp.632-633.
- [42] Baker, C. J. (1979) : The laminar horse shoe vortex, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.95, part2, pp.347-370.

- [43] Breusers, H. N. C., G. Nicollet and H. W. Shen (1977) : Local Scour around Cylindrical Piers, *Jour. Hydr. Res.*, 15(3), pp.211-252.
- [44] Brown, C. B. (1950) : Sediment transport, in *Engineering Hydraulics*, edited by H. Rouse, John Wiley and Sons Inc., N.Y., 1039p.
- [45] Engelund, F. (1966) : Hydraulic resistance of alluvial streams, *Jour. the Hydraulics, Division, ASCE, HY 2, March*, pp.315-326.
- [46] Inoue, O. (1985) : Vortex Simulation of a Turbulent Mixing Layer, *AIAA Journal*, Vol. 23, Num. 3, pp.367-373.
- [47] Jonsson, I. G. (1966) : Wave boundary layers and friction factors, *Proc. 10th Coastal Eng. Conf., ASCE*, pp.127-148.
- [48] Kawata, Y., and Tsuchiya, Y. (1988) : Local scour around cylindrical piles due to waves and currents combined, *Proc. 21th Coastal Eng. Conf., ASCE*, pp.1310-1322.
- [49] Kiya, M. and M. Arie (1980) : Discrete Vortex Simulation of Unsteady Separated Flow Behind a Nearly Normal Plane, *Bull. JSME.*, 23-183, p.1451.
- [50] Leonad A. (1985) : Computing Three-dimensional Incompressible Flows With Vortex Elements, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 17, pp.523-59.
- [51] MacCamy, R. C. and R. A. Fuchs (1954) : Wave forces on piles (A diffraction theory), *Tech. Memo.*, No. 69, H.E.B.
- [52] Madsen, O. S. and W. D. Grant (1976) : Quantitative description of sediment transport, *Proc. 15th Coastal Eng. Conf., ASCE*, pp.1093-1112.
- [53] Memma, J. D. and F. J. Pierce (1988) : The Mean Flow Structure Around and Within a Turbulent Junction or Horseshoe Vortex — Part I: The Upstream and Surrounding Three-Dimensional Boundary Layer, *Journal of Fluids Engineering, ASME, Vol. 110*, pp.406-414.
- [54] Nishizawa, M. and M. Sawamoto (1988) : Local Scour around a Vertical Cylinder under the Wave Action, *6th Congress of APD-IAHR*, pp.121-128.
- [55] Pierce, F. J. and J. D. Memma (1988) : The Mean Flow Structure Around and Within a Turbulent Junction or Horseshoe Vortex — Part II: The Separated and Junction Vortex Flow, *Journal of Fluids Engineering, ASME, Vol. 110*, pp.415-423.
- [56] Posey, C. J. (1970) : Protection Against Underscour, *Offshore Technology Conference, 1304, 2nd, Annual OTC Conf., Houston, April* pp.22-24.

- [57] Rance, P. J. (1980) : The Potential for Scour around Large Object, Scour Prevention Techniques around Offshore Structures, The Society for Underwater Technology, pp.41-51.
- [58] Sasaki, Y. (1958) : An objective analysis based on the variational method, J. Meteor. Soc. Japan, 36, pp.77-88.
- [59] Sasaki, Y. (1970a) : Some basic formalisms in numerical variational analysis, Mon. Wea. Rev., 98, pp.875-883.
- [60] Sasaki, Y. (1970b) : Numerical variational analysis formulated under the constraints determined by long wave equations and low pass filter, Mon. Wea. Rev., 98, pp.884-898.
- [61] Sharman, C. A. (1978) : A Mass-Consistent Model for Wind Fields over Complex Terrain, Journal of Applied Meteorology, Vol.17, pp.312-319.
- [62] Shen, H. W. (1971) : Scour near piers, River Sedimentation, Vol.2, edited by H. W. Shen, Chapter 23, Water Resources Publications.
- [63] Shen, H. W., V. R. Schneider and S. Karaki (1969) : Local scour around bridge piers, ASCE, Vol. 95, HY6, pp.1919-1940.
- [64] Shirayama, S. and K. Kuwahara (1984) : Vortex Method in Three-dimensional Flow, Proc. 9th Intern. Conf. Numerical Methods in Fluid Dynamics, Springer, pp.503-507.
- [65] Sumer, B. M., J. Fredsøe and N. Christiansen (1992) : Scour around vertical pile in waves, Jour. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE, Vol.118, No.1 pp.15-31.
- [66] Wells, D. R. and R. M. Sorensen (1970) : Scour around a circular cylinder due to wave motion, Proc. 12th Coastal Eng. Conf., pp.1263-1279.
- [67] Williamson, C. H. K. (1985) : Sinusoidal flow relative to circular cylinders, Journal of Fluid Mechanics, Vol.155, pp.141-174.



