

# 波動場中の鉛直平板周りの後流渦特性 および作用波力に関する研究

石田 啓<sup>1</sup>・斎藤武久<sup>2</sup>

<sup>1</sup>正会員 工博 金沢大学教授 工学部土木建設工学科 (〒920-8667 石川県金沢市小立野 2-40-20)

<sup>2</sup>正会員 工修 金沢大学助手 工学部土木建設工学科 (〒920-8667 石川県金沢市小立野 2-40-20)

PIV を用いた可視化実験により、側方から剥離を伴う鉛直平板周りの速度ベクトル場および渦度場の時間変化を計測し、平板周りに形成される後流渦の特性を明らかにした。さらに、境界要素法と離散渦法を組み合わせた流況解析法および平板に作用する波力の算定式を新たに提示した。可視化実験結果と流況解析結果との比較から、本研究に用いた流況解析法が実験結果を良く表現することが明らかになった。また、平板に作用する全波力の計測結果と本論文で提示した算定式による全波力の解析結果を比較した結果、両者が非常に良く一致することから、本論文で提示した流況解析法および波力算定法の妥当性が確認された。

**Key Words :** vertical flat plate, vortex wake, wave force, PIV, discrete vortex method, BEM

## 1. 緒言

波動場に設置された柱状構造物周りの流況および作用波力に関する研究は、円柱を中心に多くの研究が行われてきている<sup>1)</sup>。しかしながら、海洋開発の進捗に伴い、使用される構造形態は多様化され、柱体も円柱に限らず様々な断面形状を有するものが用いられている。中でも、最も基本的な断面形状である平板は、複雑な海洋構造物を構築する上で重要な構造部材であり、その使用頻度は今後一層多くなると考えられる。現在においても、平板を組み合わせたスリット型の消波構造物<sup>2),3)</sup>および振り子式の波力エネルギー吸収装置<sup>4),5)</sup>など、多くの使用例を挙げることができる。

ところで、波動場に平板が設置された場合、入射波の諸量にかかわらずその両端から流線の剥離が生じる。この剥離現象は、波のエネルギーの減衰効果および抗力や揚力の発生機構と密接に関係するものであり、多くの議論が行われている<sup>6)</sup>。

しかし、剥離を伴う柱体周りの流体場全体の特性を実験により把握することは従来比較的困難であり、現在に至るまで未解明な点が多く残されている。例えば、流跡法に基づいた従来の可視化実験<sup>7),8)</sup>では、後流渦の形状および形成過程といった流況の定性的な特性を捕らえることは可能であるが、流体場の定量的な評価は困難である。また、定点計測型の流速計を用いた実験では、固定点での流速の時間変化を計

測することは可能であるが、流体場全体の特性把握に不可欠な速度および渦度の空間分布の計測には、極めて多くの労を要する。これに対して、近年、コンピュータを用いた可視化画像取得技術および画像処理技術<sup>9)</sup>の発達と共に、可視化画像を用いた速度ベクトル場の計測手法が開発され、有効な速度ベクトル場の解析手段として利用されてきている<sup>10),11)</sup>。しかし、平板を含め、剥離を伴う柱体周りの速度ベクトル場の計測を行い、後流渦の特性を定量的に評価した研究の例は極めて少ない<sup>12)</sup>。

剥離を伴う柱体周りの流況および作用波力に関する理論および数値解析的な手法としては、後流渦を離散渦で近似する離散渦法を用いた Rosenhead<sup>13)</sup>の先駆的な研究以降、多くの研究<sup>14),15),16),17)</sup>が行われている。この離散渦法は Navier-Stokes 式を用いた直接数値計算法に比べ、剥離を伴う流況を極めて効率良く計算できる解析手法として広く用いられ、対象とする柱体は、円柱に限らず、円柱への写像が可能な平板および角柱へと展開されている。さらに、Lewis<sup>18)</sup>は、写像関数を用いることなく任意断面形状を有する柱体周りの流況解析を新たに提案している。しかし、上述の研究は一方への非定常流を対象としたものに限られている。これに対して、石田ら<sup>19),20)</sup>は波動場に設置された円柱および角柱、中村<sup>21)</sup>および中村ら<sup>8)</sup>は角柱群およびカーテン防波堤周りの剥離を伴う流況解析に離散渦法を用いている。

波力の算定手法としては、Morison ら<sup>19)</sup>によるモリ

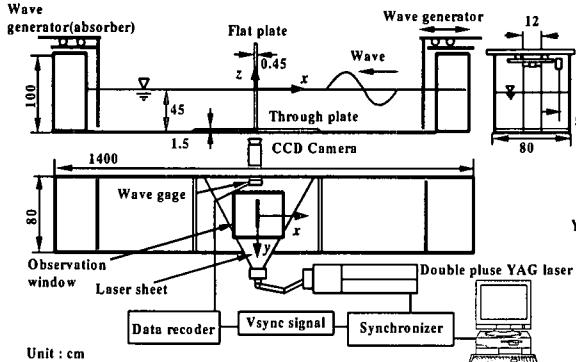


図-1 実験装置

ソン公式の提示に遡ることになるが、慣性係数および抗力係数といった実験係数が存在するため、係数値に関する議論が現在に至るまで行われている。Maull and Milliner<sup>20)</sup>は、モリソン公式によらず、剥離渦の挙動と抗力および揚力の発生機構を結びつける波力式を提示している。しかし、円柱を対称としているため、波力式は円柱への写像が可能な柱体に限られることになる。

以上のような研究状況を踏まえ、本研究では、波動場に設置された鉛直平板を対象とし、以下について考究する。

1) 任意時刻での速度ベクトル場の計測が可能なPIV (Particle Image Velocimetry) を用いて、鉛直平板周りの水平および鉛直 2 次元断面の速度ベクトル場を計測する。さらに、計測結果の速度ベクトル図および渦度分布図より、平板周りの後流渦の形成過程、渦度の時間変化および後流渦の鉛直構造について詳細に考究する。

2) 流況の数値解析法として、任意断面を有する柱体周りの流況解析にも適用可能な離散渦法と境界要素法を用いた 2 次元の数値解析法を提示する。さらに、実験結果および数値解析結果との比較により、本解析法の有効性を確認する。

3) 力の定義に基づき、2)の流況解析結果を用いて、水平 2 次元断面に作用する波力式を誘導し、抗力および慣性力の発生機構を剥離渦の挙動に基づいて言及する。さらに、水平 2 次元断面に対する波力結果を鉛直方向に積分する 3 次元的な全波力の算定法を提示し、実験結果との比較から本解析法の有効性を確認する。

なお、波動場に設置された鉛直平板周りの流況および波力特性に関しては、すでに研究成果の一部を発表している<sup>4), 24), 25)</sup>。これに対し、本論文では、後流渦の形成過程の分類を試み、さらに、渦度の時間変化に関して新たな知見を加えている。流況解析では、計算初期における計算の不安定性を避けるため、

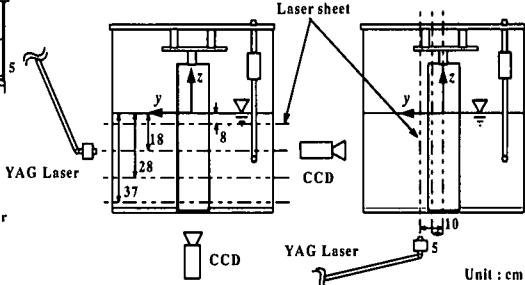


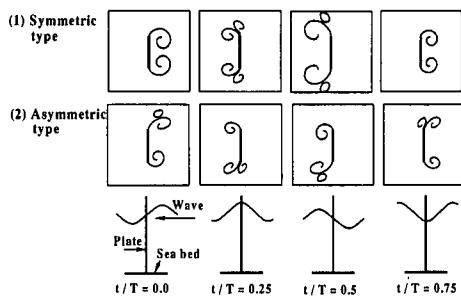
図-2 計測断面

計算ステップ数を既発表論文の 3 倍として再計算を行なった。また、波力式の誘導では、その誘導過程をより詳細に提示している。

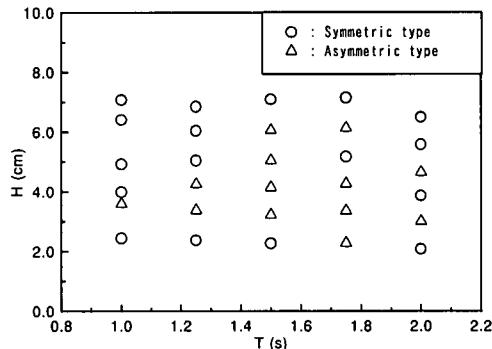
## 2. 後流渦の特性に関する可視化実験

### (1) 実験装置および実験方法

図-1 に実験装置を示す。実験には両端に吸収式造波装置を有する長さ 14m、高さ 1m、幅 0.8m の両端ガラス張りの 2 次元造波水槽を用い、水槽中央部に厚さ 4.5mm、幅 12cm の鋼製の板を固定した。なお、平板の固定は平板下部の挿入が可能な溝を有する厚さ 15mm のアクリル板の台座と水槽上部の 2 頭所で行い、水槽底部に設けた観測窓 (50cm × 50cm) を通してカメラの撮影およびレーザーシートの照射が可能となるようにした。使用した PIV (TSI 社製) の主構成はダブルパルス YAG レーザー (12mj × 2)、レーザーシート形成用凹レンズ (焦点距離 6.25mm)、CCD カメラ (1008 × 1018 画素) およびタイミング制御装置である。本研究ではダブルパルスレーザーシートの先発および後発の照射時間の遅れを 3ms とし、それぞれのレーザーシートの照射に合わせて 2 枚の画像データを CCD カメラで撮影した。さらに、計測された 2 枚の画像データの相互相関から流速の空間分布の計算を行なった。計測の開始は、造波開始から 30 秒程度経過後に平板と水槽側面の間に設置した波高計の記録がゼロアップクロスする点からとした。また、計測時間は、先発および後発それぞれのレーザー発光間隔を 7.5Hz とした 2 秒間とし、一つの実験ケースにつき、16 組 32 枚の画像データを取得した。トレーサーには中央粒径 86 μm および比重 1.02 のナilon 粒子を用いたが、レーザーパワーが大きく、かつ CCD カメラの解像度が高いことから、撮影範囲を最大 40cm × 40cm 程度としても良好な画像データが獲得できた。なお、図中の座標系は、後述するベクトル図の横軸および縦軸に対応する。



(a) 水表面における後流渦の形成過程



(b) 波高および周期による分類

図-3 平板周りにおける後流渦の形成過程の分類

## (2) 実験条件

入射波は、波高  $H$  が 2.0cm～10.0cm、周期  $T$  が 1.0～2.0s の合計 30 ケースの規則波を用い、水深  $h$  は 45.0cm に固定した。

図-2 に計測断面の位置を示すが、本研究では 4 つの水平 2 次元断面および 3 つの鉛直断面を対象に計測を行った。なお、PIV による計測は、静水面下 18cm の水平 2 次元断面では、すべての入射波を対象に計測を行い、他の断面に対しては入射波の周期が 1.0s の場合を対象に計測を行った。

## (3) 実験結果および考察

### a) 水表面に形成される後流渦の分類

図-3 は入射波の波高および周期を変数とし、水表面における後流渦の形成過程を、目視により分類した結果である。

図-3(a)に、後流渦の形成過程を示すが、本研究で対象とした実験範囲では、対称渦対および非対称渦対の形成が確認された。ここで、対称渦対とは、平板断面の中心を通る波の進行方向軸に対して線対称な渦対が形成された場合であり、非対称渦対とは、上述の進行方向軸に対して非対称な渦対が形成された場合を意味する。なお、図中の  $t/T$  は実時間  $t$  を入射波の周期で除した無次元時間を表し、それぞれ、 $t/T = 0.0$  がゼロアップクロス、 $t/T = 0.25$  が波峰、 $t/T = 0.5$  がゼロダウンクロス、 $t/T = 0.75$  が波谷の位相に対応する。また、波の進行方向は図中の右から左である。

図-3(b)に、入射波の変化に伴う後流渦の形成過程の分類を示す。波動場および振動流場に設置された円柱の場合、後流渦の形成過程は、Keulegan-Carpenter 数<sup>26)</sup>（以下 KC 数と略記する）により分類され、これまで多くの知見が得られている<sup>27),28)</sup>。これに対して、図より、平板の場合、円柱の場合の

KC 数の変化に相当する波高および周期の変化から、対称および非対称な渦対の形成過程を分類することは困難である。ただし、波高に関わらず、周期が短い場合、また、周期に関わらず、波高が極めて小さい場合あるいは極めて大きい場合に対称な渦対が形成されること分かる。なお、非対称渦が形成される原因の一つとして、水槽幅方向の cross wave の影響が考えられる。しかし、目視では、入射波に水槽幅方向の水面変動は確認できず、さらに、対象とした水深 45cm の場合、水槽幅方向の固有周期の最大値は 0.76s であることから、本実験では非対称渦の形成に対する cross wave の影響は小さいものと考えられる。

目視による後流渦の形成過程の分類から、対称および非対称な後流渦の形成が確認されている。このため、包括的に平板周りの後流渦の特性を解明するためには、対称および非対称な渦対の両者を取り扱う必要がある。しかし、本研究では、平板周りの後流渦の特性を解明する第一段階として、最も基本となる対称な渦対が形成される場合に着目する。

なお、後述する PIV による計測結果から、本研究の実験範囲では、水表面で形成された渦対がそれぞれ対称および非対称な場合は、水面下の 4 つの水平 2 次元断面においても、それぞれ対称および非対称な渦対が形成されており、渦の鉛直方向の同軸性が確認されている。

### b) PIV による水平 2 次元断面の計測結果

図-4 に入射波の周期が 1.0s、波高が 7.1cm、水平 2 次元断面の鉛直位置が静水面下 18cm の場合の速度ベクトル図を示す。なお、無次元時間および波の進行方向は図-3 と同様である。

図より、 $t/T = 0.0$  以前に平板前方（平板に対して入射波の反射側）で形成された渦対は、時間の経過に伴って平板後方（平板に対して入射波の透過側）へ押し流されていることが分かる。同時に、主流反

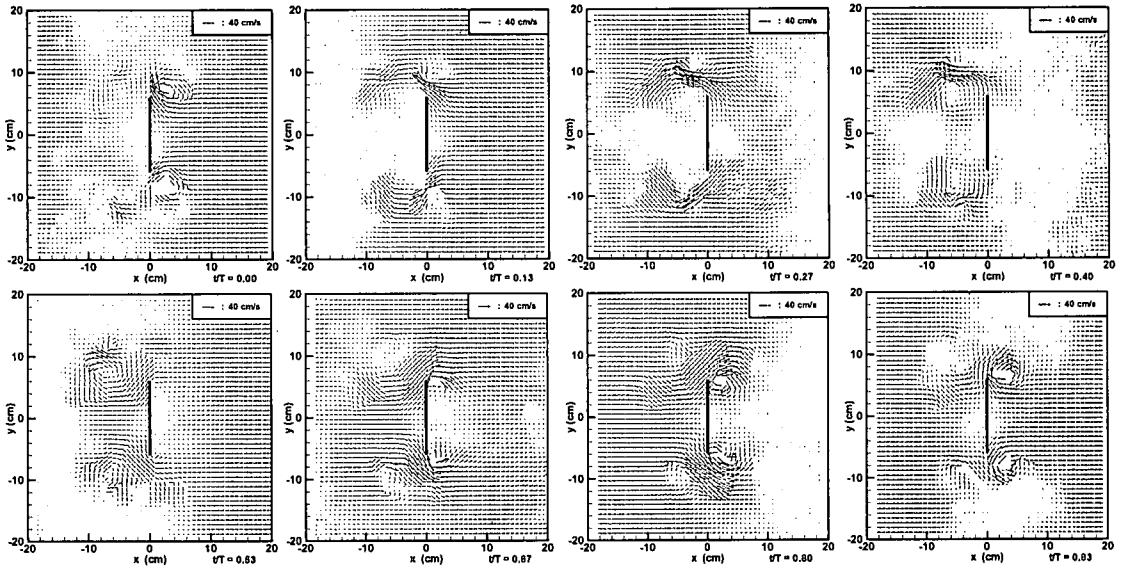


図-4 PIV による水平2次元断面内の速度ベクトルの時間変化 ( $H = 7.1\text{cm}$ ,  $T = 1.0\text{s}$ ,  $z = -18.0\text{cm}$ )

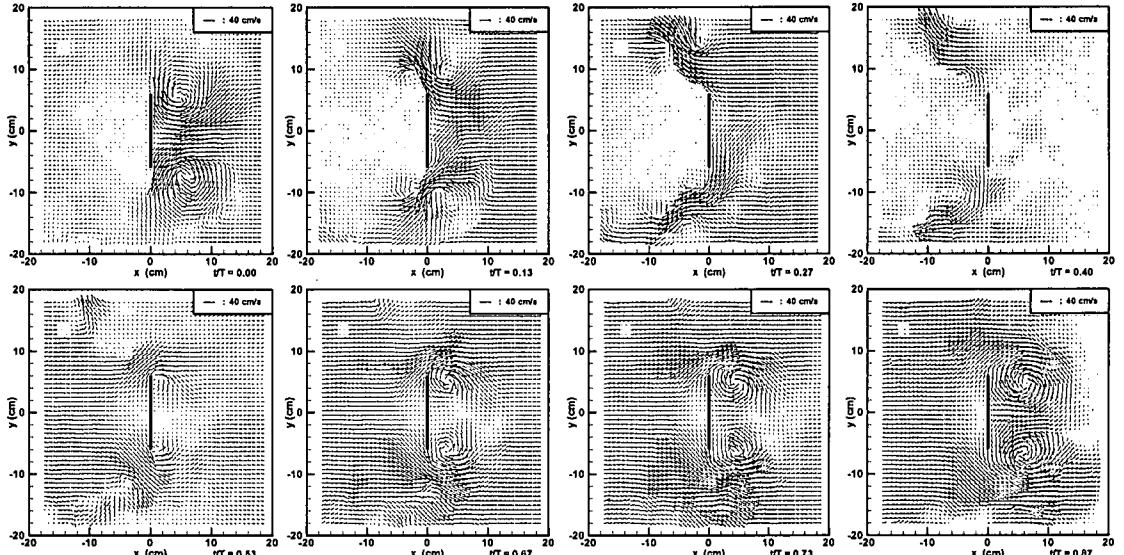


図-5 PIV による水平2次元断面内の速度ベクトルの時間変化 ( $H = 6.5\text{cm}$ ,  $T = 2.0\text{s}$ ,  $z = -18.0\text{cm}$ )

転時  $t/T = 0.0$  から、平板後方では新たな渦対が形成され始め、平板前方から押し流された渦と干渉しながら成長し、主流の反転が生じる  $t/T = 0.5$  付近まで、渦対の径が成長を続いている。ところが、 $t/T = 0.5$  以降では、それ以前に平板後方で形成された渦対は、時間の経過に伴なって平板前方へ押し流されずに平板後方に留まっている。主流反転時  $t/T = 0.5$  に平板前方で新たに形成された渦対は、それ以前に形成された渦対との干渉なしに成長し、 $t/T = 0.93$  から後続する  $t/T = 0.0$  付近で渦径が最大となることが分かる。、

次に、図-5に入射波の周期が  $2.0\text{s}$ 、波高が  $6.5\text{cm}$

の場合の速度ベクトル図を示す。時間の変化に伴う平板前方および後方での渦対の形成過程、および最大渦径の出現時は周期  $1.0\text{s}$  の場合と同様である。しかし、形成される渦対の径の大きさは  $t/T = 0.0$  で周期  $1.0\text{s}$  の場合の 2 倍に達している。さらに、 $t/T = 0.5$  以降に平板後方で形成された渦対は、平板前方で形成された渦と干渉しながら成長し、平板後方の死水領域に渦対を形成することなく、平板斜め後方に広がるよう進行していくことが分かる。

平板前方および後方において、形成される渦対の形状に違いが生じる原因として、平板からの反射波の影響、水槽に対する平板の遮蔽効果、あるいは、静

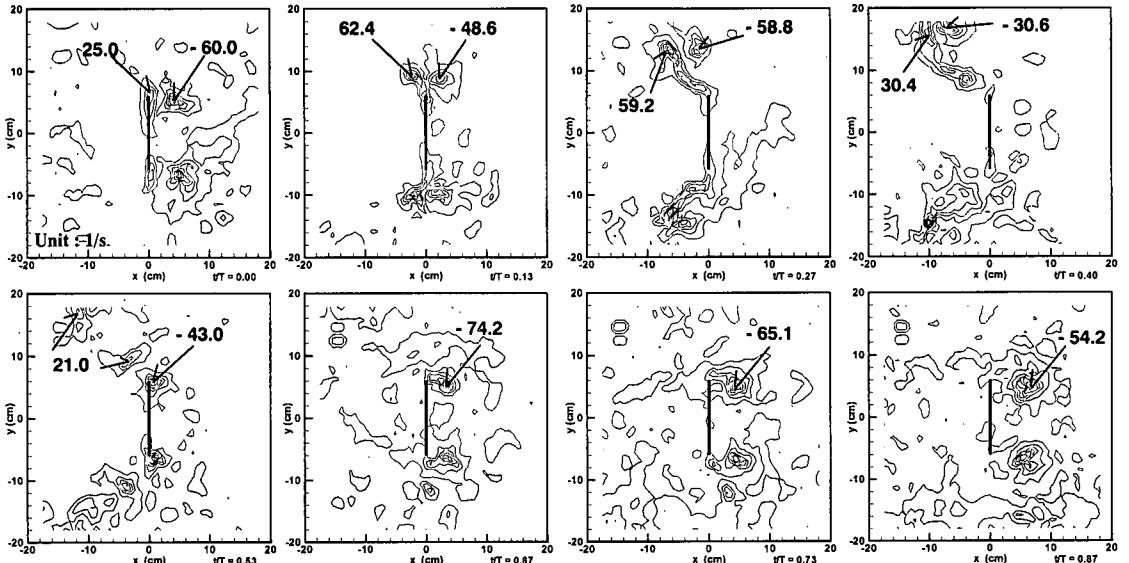


図-6 PIVによる水平2次元断面内の渦度分布の時間変化 ( $H = 6.5\text{cm}$ ,  $T = 2.0\text{s}$ ,  $z = -18.0\text{cm}$ )

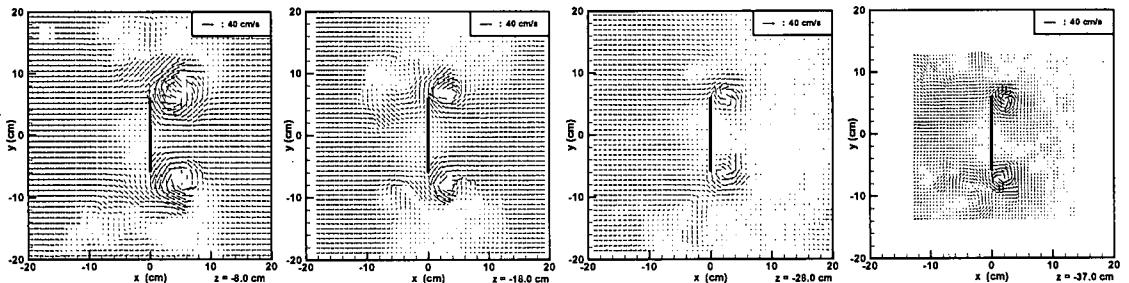


図-7 PIVによる鉛直位置の違いに伴う水平2次元断面内の最大渦径の変化 ( $H = 7.1\text{cm}$ ,  $T = 1.0\text{s}$ )

水状態で設置された平板へ入射波が進入する時に発生する初期の擾乱が流体場の安定性に及ぼす影響などが考えられる。ただし、反射波の影響については、本研究では波高の計測を1点で行っているため、波高データによる反射率の影響を検証することはできなかった。しかし、目視では、反射波に伴う部分重複波的な波形の変化は確認できず、また、平板による水槽の遮蔽率が15%と小さいことから、反射波および遮蔽の影響は無視できる程度と考えられる。

図-6に、図-5の速度ベクトル図に対応した渦度分布図を示す。なお、図中の数字は反時計回りを正とした渦内における渦度の最大値である。また等高線の表示は、図中で計測された渦度の最大値と最小値の間を15分割することにより行った。

図より、平板前方および後方での渦対の形成過程が渦度分布より詳細に捕らえられている。特に、平板後方で新たに形成された渦の渦度分布が、それ以前に平板前方で形成された渦と干渉し、平板斜め後方へ細長く広がった分布となっていることが分かる。

渦対内における渦度の最大値の変化に着目すると、若干のばらつきはあるものの、平板後方で形成された渦対内の渦度の最大値は $t/T = 0.0$ から増加し、 $t/T = 0.13$ から $t/T = 0.27$ の波峰付近の位相で最大となり、以後は減少し、 $t/T = 0.53$ に消滅していることが分かる。また、平板前方において形成された渦対内の渦度の最大値は $t/T = 0.5$ 付近から増加し、 $t/T = 0.67$ から $t/T = 0.73$ の波谷付近の位相で最大となり、以後は減少している。しかし、主流反転後の $t/T = 0.0$ 以降に、この渦対の渦度は消滅せず、最終的に、形成からほぼ1周期後に消滅していることが分かる。このことは、主流反転時に放出された渦対内における渦度の最大値の変化は半周期間に及び、その増減は主流反転以降の1/4周期を境に増加から減少へと変化すること、さらに、平板後方で形成された渦対は半周期間で消滅するものの、平板前方で形成された渦対は、平板後方で形成された渦対との干渉を伴うため、半周期間で消滅することなく、ほぼ1周期間に渡り渦度の値が増減するものと解釈で

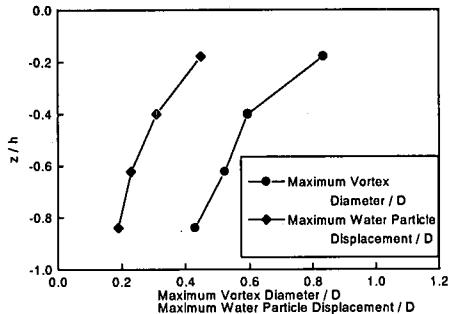


図-8 最大渦径および最大水粒子移動径の鉛直変化の比較 ( $H = 7.1\text{cm}$ ,  $T = 1.0\text{s}$ )

きる。なお、渦対内における渦度の最大値は、平板後方で形成される渦対に比べ平板前方で形成される渦対内の方が大きな値となっていた。

次に、鉛直位置の違いに伴う渦径の変化について述べる。図-7に入射波の周期が $1.0\text{s}$ 、波高が $7.1\text{cm}$ の場合で、平板前方で渦径が最大となる $t/T = 0.93$ から $t/T = 0.0$ での速度ベクトル図を、異なる4つの水平2次元断面位置ごとに示す。図より、鉛直位置が下がるにつれて渦径の大きさは減少していることが分かる。

さらに、図-8に図-7より確認できる渦領域から、波の進行方向長さの最大値で渦径を定義し、渦径の鉛直変化と、微小振幅波理論に基づいた水粒子の最大移動径の鉛直分布を比較した結果を示す。図中において、●および■はそれぞれ渦径および水粒子の最大移動径を平板幅で無次元化した値を表す。

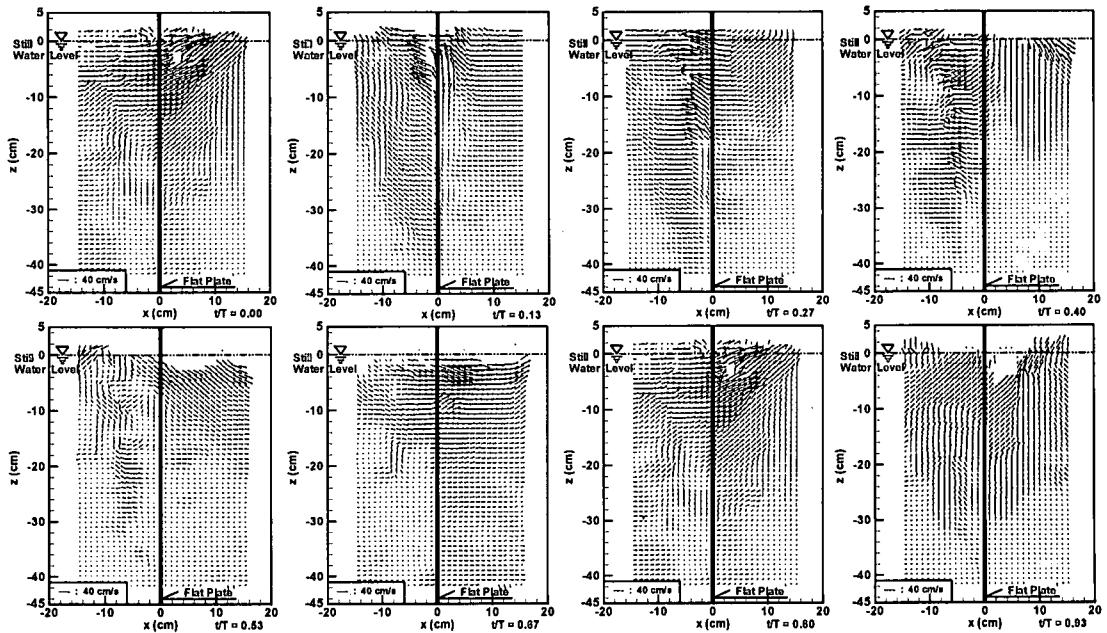


図-9 PIVによる鉛直2次元断面内の速度ベクトルの時間変化 ( $H = 7.1\text{cm}$ ,  $T = 1.0\text{s}$ ,  $y = 10.0\text{cm}$ )

図より鉛直下方に向かう両者の変化の割合は非常によく一致していることが分かる。このことは、対称な渦対が形成される場合、渦径の鉛直方向に対する変化の割合が、入射波の水粒子速度の鉛直分布に強く関連することを示すものと考えられる。

#### c) PIVによる鉛直2次元断面の計測結果

図-9に入射波の周期が $1.0\text{s}$ 、波高が $7.1\text{cm}$ で、平板側端から $4.0\text{cm}$ だけ平板外側に位置する鉛直2次元断面内の速度ベクトル図を示す。なお、この鉛直断面は、主流反転時から新たに形成される渦対の渦中心より平板外側へ向かう半円部を貫く位置にある。

図より、 $t/T = 0.13$ から $t/T = 0.4$ の間では、平板後方において層状の流速分布が確認され、 $t/T = 0.67$ から $t/T = 0.93$ および後続する $t/T = 0.0$ の間では、平板前方において層状の流速分布が確認できる。この流速分布の方向は、主流の流速分布の方向に一致するものであるが、水平方向速度の向きが一致する渦対に誘起された大きな速度が加わり、極めて強い層状の速度分布を形成している。この場合、渦軸方向への3次元的な現象である流体場の鉛直方向への混合は、水表面近傍に限られ、後流渦による鉛直方向への混合の影響は流体場に対して非常に小さいものと考えられる。また、主流反転直後の $t/T = 0.53$ において、平板後方で層状とは異なった鉛直方向への速度の混合が生じている。しかし、 $t/T = 0.53$ までに、混合の原因となり得る平板後方での渦対は消滅しているため、この混合部の流速は極めて小さく、この場合も流体場への影響は小さいものと考えられ

る。ただし、本研究で対象とした実験範囲では 3 つ の鉛直断面において、渦中心から平板内側へ向かう半円内部に関する速度ベクトル場を明確に捉えることはできなかった。このため、主流と渦の水平方向流速の向きが異なる場合の鉛直断面内の速度ベクトル場に関する考察は困難である。しかし、図-4 に見られるように、水平 2 次元断面において渦対が誘起する速度は主流に比べて極めて大きな値であることを考えると、主流と渦の水平方向流速の向きが異なる場合の鉛直断面内では、渦のみによる層状の流速場が卓越する可能性が考えられる。

なお、渦軸方向の変動特性に関しては、図-9 より剥離渦の鉛直構造を変化させるような顕著な鉛直方向の流速変動は確認できない。このことは、結果として、図-7 に見られるような渦の鉛直方向への同軸性と密接に関係するものと考えられる。

### 3. 離散渦法を組み合わせた境界要素法による流況解析

#### (1) 支配方程式および境界条件式

可視化実験結果より、水平 2 次元断面の計測結果から、平板後流域における後流渦の同軸性が確認され、さらに、後流渦径の鉛直方向変化は入射波の水粒子速度の鉛直分布に関連していることが明らかになった。また、鉛直 2 次元断面の計測結果から、鉛直断面内において、後流渦の影響による鉛直方向への混合は水表面近傍に限られ、流体場全体としては層状に近い流速分布となることが明らかになってい る。そこで、本研究では平板周りの流況計算として、水平 2 次元断面の計算を各鉛直位置で行うことを試みる。水平 2 次元の流況解析法として、本研究では境界要素法と離散渦法を組み合わせた解析法を提案する。なお、境界要素法を用いた場合、離散渦を柱体表面に分布させる特異点分布法に比べ、柱体表面での境界条件に対する精度が向上することになる。

図-10 に座標系を示すが、静水面上に座標原点  $O$  をとり、鉛直方向に  $z$  軸、水平方向に  $x$  軸および  $y$  軸をとる。入射波は  $x$  軸正方向から負方向に進行するものとする。ただし、本解析法の対象は水平 2 次元断面に限定されるため、 $z$  軸は対象とする水平断面の位置を表すパラメータとなる。また、図中において  $\partial C$  は無限遠境界、 $\partial B$  は平板壁面を表す。

流体を非粘性および非圧縮性とし、非回転の流体場を仮定すると、支配方程式としてラプラスの式

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}) \quad (1)$$

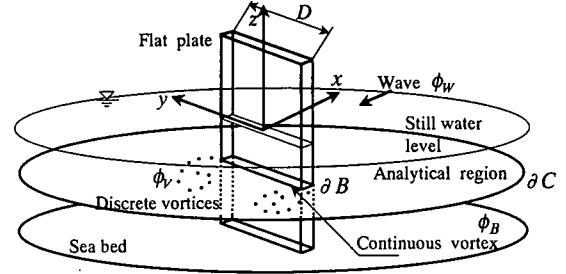


図-10 座標系

が成立立つ。本研究ではこの速度ポテンシャルを、次式に示す入射波の速度ポテンシャル  $\phi_w$ 、平板の存在によって生じる擾乱速度の速度ポテンシャル  $\phi_B$ 、および平板周りの後流域を近似する離散渦点の速度ポテンシャル  $\phi_V$  の和で表す。

$$\Phi = \phi_w + \phi_B + \phi_V \quad (2)$$

$$\phi_w = \frac{a\omega}{k} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(kx + \omega t) \quad (3)$$

$$\phi_B = \frac{1}{2\pi} \oint_{\partial B} \gamma(\tilde{\xi}) \tan^{-1} \frac{y-\eta}{x-\xi} d\tilde{\xi} \quad (4)$$

$$\phi_V = \sum_{l=1}^2 \sum_{m=1}^M \left\{ \frac{\Gamma_{lm}}{2\pi} \tan^{-1} \frac{y-y_{lm}}{x-x_{lm}} \right\} \quad (5)$$

ここに、式(3)は微小振幅波の速度ポテンシャルであり、 $a$  は振幅、 $\omega$  は角周波数、 $k$  は波数、 $h$  は水深、 $t$  は時間を表す。式(4)に示した、平板が波動場へ与える擾乱を表す速度ポテンシャルとしては、平板壁面  $\partial B$  上にせん断速度を与える連続渦の速度ポテンシャルを用いている。式中の  $\tilde{\xi} = (\xi, \eta)$  は平板壁面  $\partial B$  上の点を表し、 $\gamma(\tilde{\xi})$  は、点  $(\xi, \eta)$  において流体が平板壁面に対して持つせん断速度の大きさを表す循環密度である。式(5)は 2 つの剥離点  $l=1, 2$  からそれぞれ放出された  $m=1 \sim M$  の離散渦点による速度ポテンシャルである。式中の  $\Gamma_{lm}$  および  $(x_{lm}, y_{lm})$  は反時計回りを正とする循環および放出された離散渦点の位置を表す。なお、平板は実際には 4 つの角部を有するため、対応した 4 つの剥離点が考えられる。しかし、本研究で対象とする平板は、板厚が極めて薄く、可視化実験において平板端部からそれぞれ 1 つの合計 2 点から流線の剥離が確認されている。このため、本研究では剥離点を境界層厚に相当する平板幅の数パーセント分だけ平板両端から離れた  $y$  軸上の 2 点に設けることとした。

境界条件式は平板壁面  $\partial B$  および無限遠  $\partial C$  において、それぞれ次式で与えられる。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = \nabla \Phi \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (\partial B \text{ 上}) \quad (6)$$

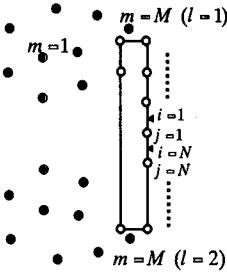


図-11 細散化図

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial \phi_w}{\partial x} \Big|_{\partial C}, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial y} = \frac{\partial \phi_w}{\partial y} \Big|_{\partial C} \quad (\partial C \text{上}) \quad (7)$$

ここに、 $\mathbf{n} = (n_x, n_y)$ は平板壁面上で流体側向きに立てた単位法線ベクトルである。

式(2)を式(7)へ代入すると、無限遠 $\partial C$ 上において、式(7)は自動的に満たされるため、式(6)に式(2)を代入することにより、次の $\gamma(\tilde{\xi})$ に関する積分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n} \oint_{\partial B} \gamma(\tilde{\xi}) \tan^{-1} \frac{y - \eta}{x - \xi} d\tilde{\xi} \\ &= -n_x \frac{a\omega \cosh k(h+z)}{k \sinh kh} \sin(kx + \omega t) \quad (8) \\ & - \sum_{l=1}^2 \sum_{m=1}^M \frac{\Gamma_{lm}}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n} \tan^{-1} \frac{y_l - y_{lm}}{x_l - x_{lm}} \end{aligned}$$

式(8)中、剥離点より放出された離散渦点の循環 $\Gamma_{lm}$ は、Sarpkaya<sup>14)</sup>に従い、循環の時間変化率が剥離境界層断面を通過する渦度フラックスの総和に等しいとし、渦度フラックスに計算時間間隔 $\Delta t$ を掛けた値を用いる。また、離散渦点の位置 $(x_{lm}, y_{lm})$ は、移動前の位置における誘起水粒子速度に計算時間間隔 $\Delta t$ を掛けたラグランジュ的な値を用いる。なお、誘起水粒子速度には、対象とする離散渦点の位置において、その渦点自身が流体場に及ぼす影響を除いた速度を用いる。

以上により、式(8)は $\gamma(\tilde{\xi})$ のみが未知量の積分方程式となる。ただし、平板壁面 $\partial B$ 上における境界条件は、壁面に対する法線方向速度がゼロであることを課しているため、未知数 $\gamma(\tilde{\xi})$ を含む $\phi_B$ に関するノイマン条件となる。このため、 $\phi_B$ を一意的に定めるためには、 $\gamma(\tilde{\xi})$ に関する付加条件が必要となる。本研究では、この付加条件として次式のケルビンの循環定理を用いる。

$$\oint_{\partial B} \gamma(\tilde{\xi}) d\tilde{\xi} + \sum_{l=1}^2 \sum_{m=1}^M \Gamma_{lm} = 0 \quad (9)$$

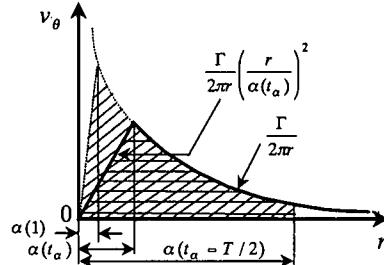


図-12 粘性・減衰渦モデル

### (2) 積分方程式の離散化

図-11に離散化図を示すが、平板壁面を $N$ 分割し、循環密度 $\gamma(\tilde{\xi})$ は各分割要素上では一定値 $\gamma_j$ ( $j=1 \sim N$ )とする。また、 $i$ を分割要素上の中央点とすると、式(8)は選点 $i$ に対して次式のように離散化される。

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^N \frac{\gamma_j}{2\pi} \int_i \frac{\partial}{\partial n_i} \tan^{-1} \frac{y_i - \eta_j}{x_i - \xi_j} d\tilde{\xi}_j \\ &= -n_{xi} \frac{a\omega \cosh k(h+z)}{k \sinh kh} \sin(kx_i + \omega t) \quad (10) \\ & - \sum_{l=1}^2 \sum_{m=1}^M \frac{\Gamma_{lm}}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n_i} \tan^{-1} \frac{y_l - y_{lm}}{x_l - x_{lm}} \\ & \quad (i=1,2,\cdots N) \end{aligned}$$

さらに、式(9)は次式として離散化される。

$$\sum_{j=1}^N \gamma_j L_i + \sum_{l=1}^2 \sum_{m=1}^M \Gamma_{lm} = 0 \quad (11)$$

ここで、 $L_i$ は選点 $i$ の要素長を表す。

式(10)および式(11)中で与えられる $N$ 個の未知数 $\gamma_j$ は、 $N+1$ 個の連立方程式を最小二乗法で解くことにより一意に決定される。以上より、 $\phi_B$ が求まり、 $\Phi$ が定まるこことによって、任意の位置における水粒子速度の計算が可能となる。

### (3) 細散渦に対する粘性・減衰モデル

後流域を離散渦点で近似する際、粘性による放出渦の減衰・拡散の効果を考慮しない場合、流体力を過剰に評価してしまうことになる<sup>29)</sup>。本研究では、図-12に示すRankine渦のコア半径 $\alpha$  ( $\alpha = 2.24 \sqrt{v t_a}$ ,  $v$ :流体の動粘性係数,  $t_a$ :離散渦点放出時からの経過時間) が時間に依存して拡大する粘性渦モデルを適用する。

さらに、放出された離散渦点の循環量の減衰に関しては、渦点放出時 $\alpha(1)$ における旋回速度 $v_\theta$ の分布と入射波周期の半周期分の時間に相当するコア半径 $\alpha(t_a = T/2)$ とが囲む面積(図-12中の斜線部)を基準面積とし、対象とした離散渦点の各計算ステップ $\alpha(t_a)$ における旋回速度 $v_\theta$ の分布と上述したコア半

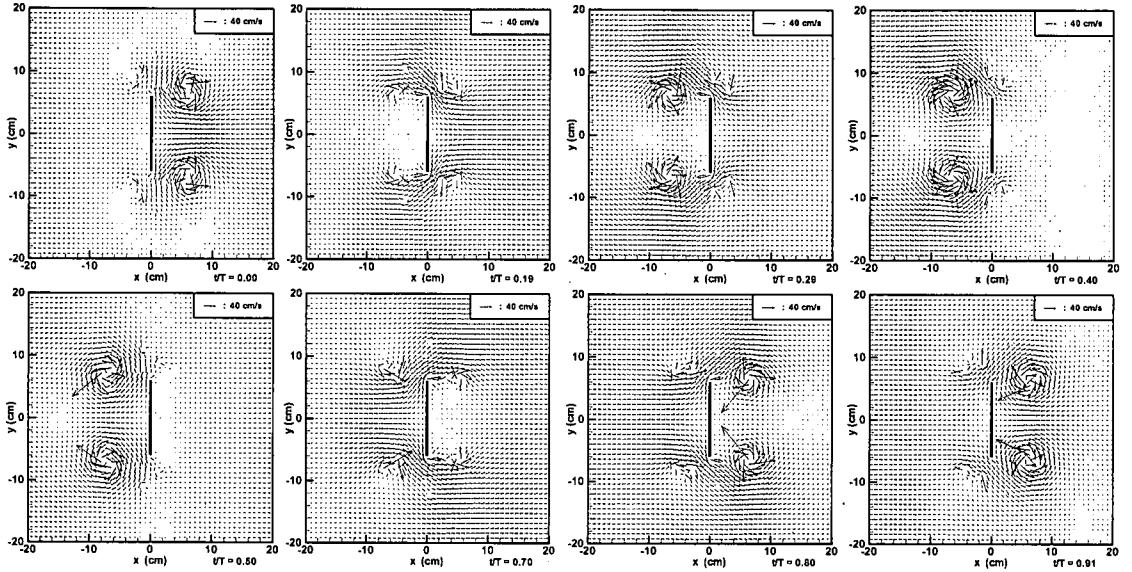


図-13 数値解析による水平2次元断面内の速度ベクトルの時間変化 ( $H = 7.1\text{cm}$ ,  $T = 1.0\text{s}$ ,  $z = -18.0\text{cm}$ )

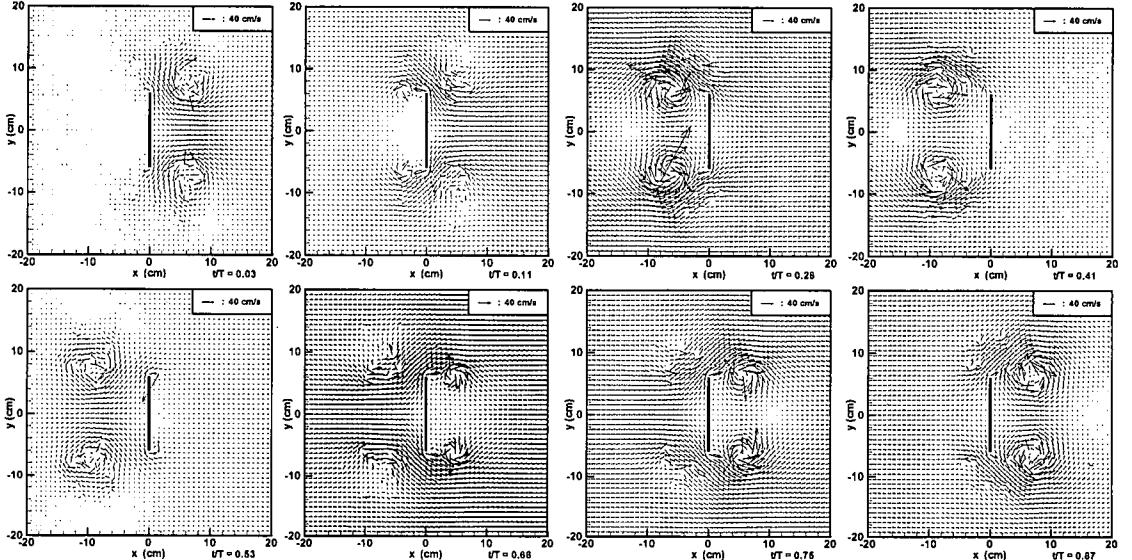


図-14 数値解析による水平2次元断面内の速度ベクトルの時間変化 ( $H = 6.5\text{cm}$ ,  $T = 2.0\text{s}$ ,  $z = -18.0\text{cm}$ )

径  $\alpha(t_\alpha = T/2)$  とで囲む面積（図-12中の横線部）を対象面積として、対象面積に対する基準面積の比に比例させて、対象とする離散渦点の循環量を計算ステップごとに減衰させる。なお、循環量が離散渦点放出時の1割に満たない場合は、計算領域から離散渦点を削除した。以上は、放出された離散渦点が半周期程度後流域に存在することを仮定した離散渦点の減衰モデルを導入したことを意味する。このため、本研究では、長時間経過後の離散渦の取り扱いとして行われている正負の離散渦同士のキャンセル操作や、同符号の離散渦同士の合体操作<sup>30)</sup>は行っていない。

また、本研究では、計算時間間隔  $\Delta t$  は離散渦の放

出時間間隔と一致させるが、 $\Delta t$  を Sarpkaya ら<sup>31)</sup>を参考に  $0.1D/U_M$  ( $D$ :平板幅,  $U_M$ :最大水粒子速度) とし、対象とする水平2次元断面内の最大水粒子速度の大きさに応じて放出する渦点の個数を増減させる。このことにより、同一の波高および周期の波動場においても、対象とする水平断面が異なれば、渦点の放出個数が異なることになり、渦の鉛直方向への混合は無視されるものの、渦径が鉛直方向に変化することが考慮できる。

#### (4) 解析結果および考察

図-13に、図-4の実験結果( $H = 7.1\text{cm}$ ,  $T = 1.0\text{s}$ )

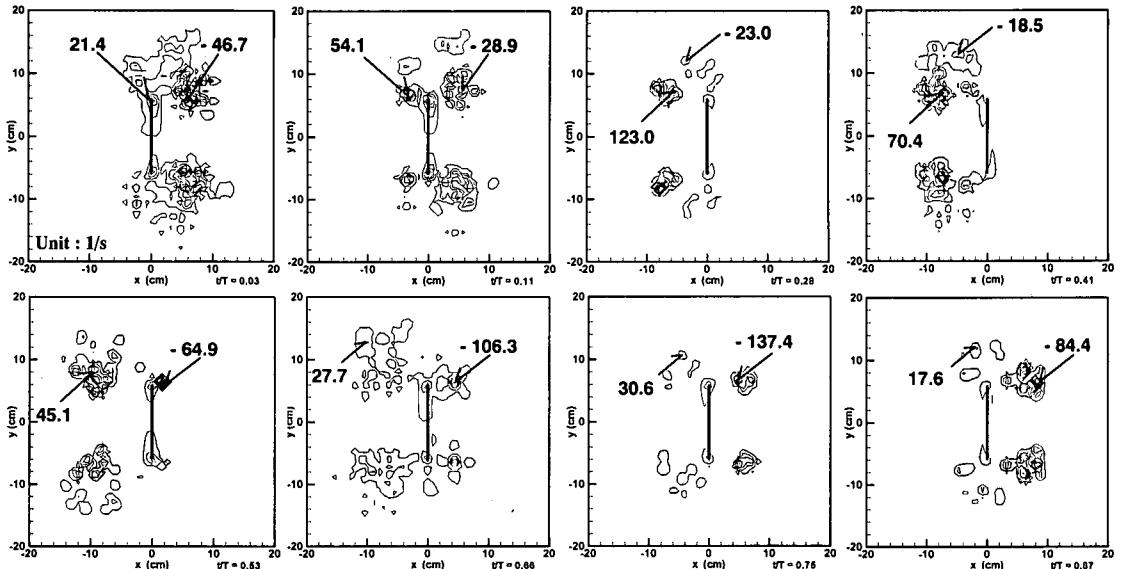


図-15 数値解析による水平2次元断面内の渦度分布の時間変化 ( $H = 6.5\text{cm}$ ,  $T = 2.0\text{s}$ ,  $z = -18.0\text{cm}$ )

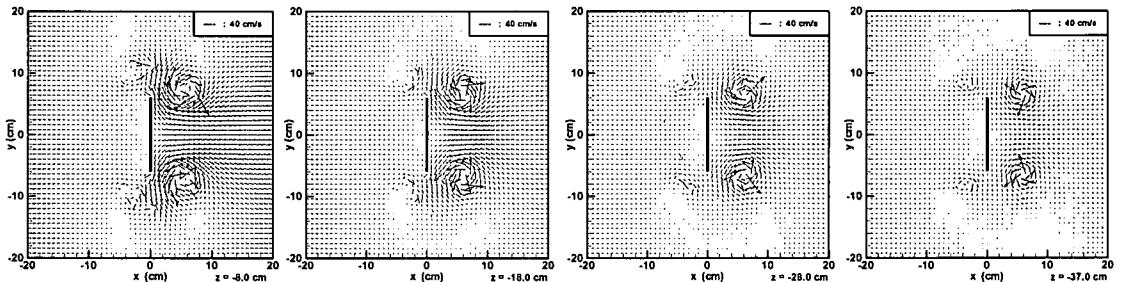


図-16 数値解析による鉛直位置の違いに伴う水平2次元断面内の最大渦径の変化 ( $H = 7.1\text{cm}$ ,  $T = 1.0\text{s}$ )

に対応した速度ベクトル図の計算結果を示す。なお、計算結果は、計算初期の不安定性を避けるため、静水状態から造波を開始し、6周期目の結果を用いた。

図より、 $t/T = 0.0$ 以前に平板前方で形成された渦対は、図-4の実験結果で確認されるほど、平板後方部へ強く押し流されることはないものの、 $t/T = 0.29$ 時には平板側端付近に接近し、 $t/T = 0.0$ 以降に平板後方で形成された渦対と干渉しながら、平板後方へ達していることが分かる。さらに、 $t/T = 0.5$ 以降に平板前に形成された渦対は、それ以前に平板後方で形成された渦対と干渉することなく平板前面に渦対を形成している。また、平板後方で形成された渦対は半周期間で減衰消滅し、さらに、平板前方で形成される渦対に比べ渦径が若干大きくなっていることが分かる。なお、平板後方および平板前方で形成された渦対の径はそれぞれ $t/T = 0.5$ および $t/T = 0.0$ 時に最大となっている。以上の計算結果は、実験結果を極めて良く表現しているものと考えられる。

図-14に、図-5の実験結果( $H = 6.5\text{cm}$ ,  $T = 2.0\text{s}$ )

に対応した速度ベクトル図の計算結果を示す。この場合、図-5の実験結果で確認されたような、平板後方で形成された渦対とそれ以前に平板前方で形成された渦対とが干渉し、平板斜め後方に後流渦が広がって行くことを厳密に再現するには至っていない。ただし、平板前方では、平板後方で形成された渦対の干渉を受けることなく渦対が成長することが表現されている。

ところで、以上の計算結果から、規模は異なるものの、可視化実験と同様に、平板前方および後方において、形成される渦対の形状に違いが生じていることが分かる。数値計算の場合、この違いを生む原因として、静水状態中の平板へ入射波が進入する計算初期の擾乱が、以後の安定した流況の形成に影響を及ぼすことが挙げられる。このため、可視化実験において、平板前方および後方における渦対の形成過程に違いが生じる原因の一つとしても、造波初期において平板周りに形成された初期の擾乱が、渦対の形状の違いに起因する可能性が考えられる。

次に、図-15 に、図-6 ( $H = 6.5\text{cm}$ ,  $T = 2.0\text{s}$ ) の実験結果に対応した渦度分布図を示す。離散渦法の場合、複数の離散渦により後流渦の近似を行うため、離散渦群の周辺における流速分布は極めて実験結果とよく一致する。しかし、離散渦群内部においては、離散渦に対して粘性・減衰モデルを用いることもあり、非現実的な流速の発生は制御されるものの、実験結果のように、渦中心が明確にならない可能性がある。このため、渦度分布は、図-6 の可視化実験結果を厳密に再現するには至っていない。ただし、主流反転時に放出された渦対内における渦度の最大値の変化は半周期間に及び、その増減は主流反転以降の 1/4 周期を境に増加から減少へと変化することは良好に表現されている。

図-16 に図-7 に対応した鉛直位置の違いによる渦径の変化を示す。図より数値解析結果と実験結果では、渦対の位置は異なるものの、渦径は非常によく一致していることが分かる。

#### 4. 水平 2 次元断面に対する波力式の誘導

図-17 に平板に作用する水平 2 次元流体力の概念図を示す。図中において、 $\mathbf{F}$  は平板に働く波力であり、 $\mathbf{t}$  は平板表面上の表面応力ベクトルを示す。本研究では、平板に作用する波力を微小領域  $ds$  に作用する  $\mathbf{t}$  の周積分

$$\mathbf{F} = \oint_{\partial B} \mathbf{t} ds \quad (12)$$

により定義する。なお、非粘性流体の場合  $\mathbf{t}$  は平板壁面に作用する圧力  $p$  を用いて次式で与えられる。

$$\mathbf{t} = -p \mathbf{n} \quad (13)$$

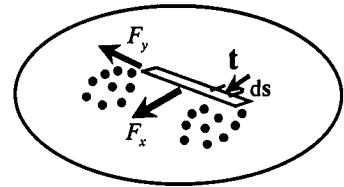
式(13)を式(12)に代入し、非回転場でのベルヌーイの定理を用いると、波力  $\mathbf{F}$  に関する式が導かれる。

$$\mathbf{F} = \oint_{\partial B} \left[ -\rho \left\{ -\frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} q^2 \right\} \mathbf{n} \right] ds \quad (14)$$

ここに、 $q^2$  は流速の平方和を表す。なお、式(14)では、ベルヌーイの定理の中で、時間に関する定数項および位置水頭項が周積分によりゼロとなっている。さらに、 $\mathbf{n} ds = (dy, -dx)$  の関係から、波力  $\mathbf{F}$  の  $x$  方向波力  $F_x$  および  $y$  方向波力  $F_y$  は複素表示を用いて次式で表される。

$$F_x - i F_y = \oint_{\partial B} \frac{i\rho}{2} q^2 d\bar{z} + \oint_{\partial B} i\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} d\bar{z} \quad (15)$$

ここに、 $i$  は虚数単位であり、 $\rho$  は流体の密度を表す。また、 $d\bar{z}$  は共役複素数  $d\bar{z} = dx - i dy$  ( $\hat{z} = x - i y$ ) である。なお、平板壁面上では、流れ関数  $\Psi$  の増分は



$$\mathbf{F} = (F_x, F_y)$$

図-17 波力の定義

$d\Psi = 0$  となるため、波動場における複素速度ポテンシャル  $f$  に関して次式が成り立つ。

$$df = d\Phi + i d\Psi = d\Phi - i d\Psi = d\bar{f} \quad (16)$$

式(15)右辺第 1 項および第 2 項は式(16)を用いてそれぞれ式(17)および式(18)のように変形される。

$$\oint_{\partial B} \frac{i\rho}{2} q^2 d\bar{z} = \frac{i\rho}{2} \oint_{\partial B} \left( \frac{df}{d\bar{z}} \right) \left( \frac{d\bar{f}}{d\bar{z}} \right) d\bar{z} = \frac{i\rho}{2} \oint_{\partial B} \left( \frac{df}{d\bar{z}} \right)^2 d\bar{z} \quad (17)$$

$$\oint_{\partial B} i\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} d\bar{z} = i\rho \frac{d}{dt} \oint_{\partial B} (\bar{f} + i\Psi) d\bar{z} = i\rho \frac{d}{dt} \oint_{\partial B} \bar{f} d\bar{z} \quad (18)$$

以上より、平板に作用する波力は次式で与えられる。

$$F_x - i F_y = \frac{i\rho}{2} \oint_{\partial B} \left( \frac{df}{d\bar{z}} \right)^2 d\bar{z} + i\rho \frac{d}{dt} \oint_{\partial B} \bar{f} d\bar{z} \quad (19)$$

式(19)は一般に、非定常に拡張したブラジウスの公式<sup>32)</sup>と呼ばれるものであり、本研究で対象とする平板に作用する波力に限らず、壁面  $\partial B$  および  $f$  の選択により、柱体に作用する流体力へ適用される。

本研究で対象とする複素速度ポテンシャル  $f$  は、微小振幅波理論による入射波の複素速度ポテンシャル  $f_w$ 、平板が設置に伴う擾乱速度の複素速度ポテンシャル  $f_B$ 、離散渦による複素速度ポテンシャル  $f_V$  の和で与えられ次式となる。

$$f = f_w + f_B + f_V \quad (20)$$

$$f_w = \frac{a\omega}{k} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(kx + \omega t) + i \frac{a\omega}{k} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(ky + \omega t) \quad (21)$$

$$f_B = - \sum_{i=1}^N \frac{i\gamma_i L_i}{2\pi} \ln(\hat{z} - \hat{\xi}_i) \quad (22)$$

$$f_V = - \sum_{i=1}^2 \sum_{m=1}^M \frac{i\Gamma_{im}}{2\pi} \ln(\hat{z} - \hat{z}_{im}) \quad (23)$$

式(20)から式(23)を式(19)に代入することにより、波力式が誘導される。なお、式(22)中  $\hat{\xi} = \xi + i\eta$  であり、また、流況解析で離散化した平板壁面分割要素長を用いて離散的に複素速度ポテンシャルを与えていた。

式(19)右辺第 1 項は、式(21)、式(22)および式(23)の複素速度ポテンシャルを用い、これらに留数定理を適用することにより次式のように変形される。

$$\begin{aligned} \frac{i\rho}{2} \oint_{\partial B} \left( \frac{df}{d\hat{z}} \right)^2 d\hat{z} &= i\rho \bar{W} \sum_{i=1}^N \gamma_i L_i \\ &\quad - i\rho \sum_{i=1}^N \sum_{m=1}^M \frac{\gamma_i L_i}{2\pi} \frac{\Gamma_{lm}}{\xi_i - \hat{z}_{lm}} \end{aligned} \quad (24)$$

ここに、 $\bar{W}$  は入射波の共役複素速度であり、入射波の  $x$  方向速度  $u$  および  $y$  方向速度  $v$  を用いて  $\bar{W} = u - iv$  で与えられる。さらに、 $n$  番目に放出された離散渦の位置における水粒子の複素速度が、

$$\begin{aligned} \dot{\hat{z}}_{1n} &= \left( \frac{df}{d\hat{z}} \right)_{1n} = \bar{W} - \sum_{i=1}^N \frac{i\gamma_i L_i}{2\pi} \frac{1}{\hat{z}_{1n} - \xi_i} \\ &\quad - \sum_{m=1}^M \frac{i\Gamma_{ln}}{2\pi} \frac{1}{\hat{z}_{1n} - \hat{z}_{lm}} - \sum_{m=1}^M \frac{i\Gamma_{2n}}{2\pi} \frac{1}{\hat{z}_{1n} - \hat{z}_{2m}} \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \dot{\hat{z}}_{2n} &= \left( \frac{df}{d\hat{z}} \right)_{2n} = \bar{W} - \sum_{i=1}^N \frac{i\gamma_i L_i}{2\pi} \frac{1}{\hat{z}_{2n} - \xi_i} \\ &\quad - \sum_{m=1}^M \frac{i\Gamma_{ln}}{2\pi} \frac{1}{\hat{z}_{2n} - \hat{z}_{lm}} - \sum_{m=1}^M \frac{i\Gamma_{2n}}{2\pi} \frac{1}{\hat{z}_{2n} - \hat{z}_{2m}} \end{aligned} \quad (26)$$

となることを用いると、式(24)は次式のように変形される。

$$\frac{i\rho}{2} \oint_{\partial B} \left( \frac{df}{d\hat{z}} \right)^2 d\hat{z} = -i\rho \sum_{i=1}^N \sum_{m=1}^M \Gamma_{lm} \dot{\hat{z}}_{lm} \quad (27)$$

また、式(19)右辺第 2 項は式(21)、式(22)および式(23)の複素速度ポテンシャルを用いて次式のように変形される。

$$\begin{aligned} i\rho \frac{d}{dt} \oint_{\partial B} \bar{f} d\bar{z} &= i\rho \oint_{\partial B} \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} d\bar{z} \\ &= i\rho \oint_{\partial B} \left\{ \frac{\partial f_w}{\partial t} - \sum_{i=1}^N \frac{i}{2\pi} \frac{\partial \gamma_i}{\partial t} L_i \ln(\hat{z} - \xi_i) \right. \\ &\quad \left. - \sum_{i=1}^N \sum_{m=1}^M \frac{i\Gamma_{lm}}{2\pi} \frac{-\dot{\hat{z}}_{lm}}{\hat{z} - \hat{z}_{lm}} \right. \\ &\quad \left. - \sum_{i=1}^N \sum_{m=1}^M \frac{i}{2\pi} \frac{\partial \Gamma_{lm}}{\partial t} \ln(\hat{z} - \hat{z}_{lm}) \right\} d\hat{z} \end{aligned} \quad (28)$$

ここで、対数に関する周積分に対して、

$$\begin{aligned} \oint_{\partial B} \ln(\hat{z} - \xi_i) d\hat{z} &= -2\pi i \hat{\xi}_i \\ \oint_{\partial B} \ln(\hat{z} - \hat{z}_{lm}) d\hat{z} &= -2\pi i \hat{z}_{lm} \end{aligned} \quad (29)$$

となるリーマン面を仮定し、さらに、剥離点から放出された離散渦点に関して、新たに生成される渦点のみが  $\partial B$  で囲まれる領域内に存在し、放出後は  $\partial B$  で囲まれる領域外に移動するものとすると、式(28)は

$$i\rho \frac{d}{dt} \oint_{\partial B} \bar{f} d\bar{z} = -i\rho \sum_{i=1}^N \frac{\partial \gamma_i}{\partial t} L_i \bar{\xi}_i - i\rho \sum_{i=1}^N \frac{\partial \Gamma_{lm}}{\partial t} \bar{z}_{lm} \quad (30)$$

となる。なお、式(30)は  $M$  番目の時間ステップにおいて、剥離点からすでに放出されている  $k=1 \sim M-1$  番目の渦点にケルビンの循環定理を援用して、これらの循環の時間変化を無視し、 $M$  番目の渦点のみに循環の時間変化を考慮することと等価である<sup>20)</sup>。

以上より  $M$  番目の計算ステップの波力式は

$$\begin{aligned} F_x - iF_y &= -i\rho \sum_{i=1}^N \sum_{m=1}^M \Gamma_{lm} \dot{\bar{z}}_{lm} - i\rho \sum_{i=1}^N \frac{\partial \gamma_i}{\partial t} L_i \bar{\xi}_i \\ &\quad - i\rho \sum_{i=1}^N \frac{\partial \Gamma_{lm}}{\partial t} \bar{z}_{lm} \end{aligned} \quad (31)$$

と誘導され、波の進行方向波力  $F_x$  は式(31)の実部をとり次式となる。

$$\begin{aligned} F_x &= -\rho \sum_{i=1}^N \frac{\partial \gamma_i}{\partial t} L_i \eta_i \\ &\quad - \rho \sum_{i=1}^N \frac{\partial \Gamma_{lm}}{\partial t} y_{lm} - \rho \sum_{i=1}^N \sum_{m=1}^M \Gamma_{lm} \dot{y}_{lm} \end{aligned} \quad (32)$$

式(32)右辺第 1 項は、後流渦による力を含めた慣性力に相当する。また、右辺第 2 項は剥離点から剥離渦が発生するための抗力であり、右辺第 3 項は剥離渦が移動することによって生じる抗力である。

なお、垂直方向波力  $F_y$  は(31)の虚部をとり次式となる。

$$\begin{aligned} F_y &= -\rho \sum_{i=1}^N \frac{\partial \gamma_i}{\partial t} L_i \xi_i \\ &\quad - \rho \sum_{i=1}^N \frac{\partial \Gamma_{lm}}{\partial t} x_{lm} - \rho \sum_{i=1}^N \sum_{m=1}^M \Gamma_{lm} \dot{x}_{lm} \end{aligned} \quad (33)$$

## 5. 波力式に基づいた全波力の算定

3. の流況解析では、可視化実験の結果を参考に、各鉛直位置で計算された水平 2 次元断面の解析結果を用いて流況の解析を試みた。これと同様に、平板に作用する全波力の算定は、式(32)および式(33)の波力式から計算された水平 2 次元断面波力を、鉛直方向へ積分することにより試みる。ただし、鉛直方向への積分を行う場合、積分領域および計算点の個数が問題となる。本研究では、入射波に微小振幅波理論を用いていることから、積分領域を静水面以下とした。また、計算点に関しては、鉛直方向の分割幅  $\Delta z$  の変化に伴う全波力の変化を予備計算で検討し、全波力の変化が十分小さくなつた  $\Delta z/h = 0.1$  を用い、静水面以下を 10 分割した計 10 点の計算点から全波力の算定を行つた。さらに、3. の流況解析法でも触れたが、本解析法では、異なる鉛直位置の計算点において、離散渦の放出時間間隔に一致する計算時間間隔  $\Delta t$  が、水粒子速度の鉛直変化に応じて変

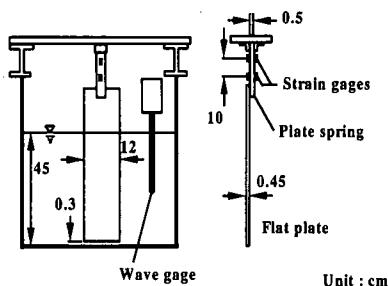


図-18 波力計測装置

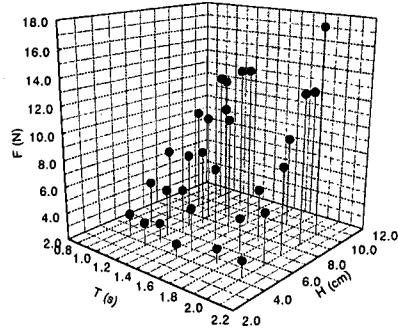


図-19 平板に作用する全波力と入射波高および周期との関係の特性

化する。このため、各計算点で異なる  $\Delta t$  間の 2 つの波力を線形的に内挿し、各計算点における波力の計算値を同一の時間で加えることにより全波力の時間変化を求めた。

## 6. 全波力の特性に関する実験結果

### (1) 実験装置および実験方法

図-18 に全波力計測時の計測装置を示す。図に示すように、水槽中央上部に片持ち梁形式で厚さ 5mm の板ばねを設置し、板ばねの他端部に平板を取り付けた。このとき、平板と水槽底部との間隙は 0.3cm とし、底面からの剥離の影響をできる限り抑えた。また、板ばねには、間隔を 10cm とした 2 組のひずみゲージを 2 ゲージ法<sup>8)</sup>で取り付け、それぞれの組のゲージにより測定されたモーメントの差により、平板に作用する全波力を算定した。なお、入射波の条件は可視化実験と同様である。データーの計測は、造波開始から 30s 程度経過した後に、計測間隔 0.01s で 10s 間行った。

### (2) 実験結果および考察

図-19 に実験で計測された、波向き方向に作用する全波力の最大値と入射波の波高および周期との関係を示す。なお、全波力の最大値は計測された波向き方向に作用する最大波力の平均値である。図より、周期の変化に比べ、波高の変化に対して全波力の変化が大きいことが分かる。

次に、平板に作用する全波力に関する計算結果と実験結果との比較を行う。ただし、ここでの比較は、流況解析と同様に、対称な渦対が形成された入射波の範囲で行う。

図-20 に、5. で示した波力算定法により求めた全波力の時間変化と実験により計測された全波力の時間変化を示す。図中、計算結果は造波開始から 6 周期

目の結果であり、実験結果は連続する全波力の時間変化から 1 周期分を抽出したものである。実験結果の抽出の際には、同時に計測された水面変動記録が、静水面の位置となる時間をゼロ ( $t/T = 0.0$ ) としている。なお、実験結果の全波力の時間変化は、計測されたすべての周期において同様の時間変化を示していた。

図より、波向き方向および波向き逆方向に作用する最大全波力の値を比較した場合、周期 1.0s の場合を除いて計算結果と実験結果が極めて良く一致している。また、全波力の時間変化を比較した場合、周期 1.0s の波向き逆方向に作用する全波力、および周期 2.0s の波向き方向に作用する全波力で最大全波力の出現位相が若干異なるものの、計算結果による全波力の時間変化は、実験結果と極めて良く一致していることが分かる。

## 7. 結論

本研究では波動場に設置された平板を対象に、PIV を用いた可視化実験により、平板周りの後流渦の特性を明らかにした。さらに、離散渦法を組み合わせた境界要素法による水平 2 次元断面の流況解析法および波力式の提示を行った。また、水平 2 次元解析結果を鉛直方向に積分することにより、平板に作用する全波力の計算を行い、実験結果との比較を行った。その主要な結論は以下のようにまとめられる。

1) 可視化実験結果より、本研究の実験範囲において、対称および非対称な渦対の形成過程が確認された。また、対称な渦対が形成される場合、渦径の鉛直分布は、入射波の水粒子速度の鉛直分布に類似した分布形状になること、主流反転時に放出された渦対内における渦度の最大値の変化は半周期間に及び、その増減は主流反転以降の 1/4 周期を境に増加から減少へと変化することが分かった。さらに、鉛直 2 次元

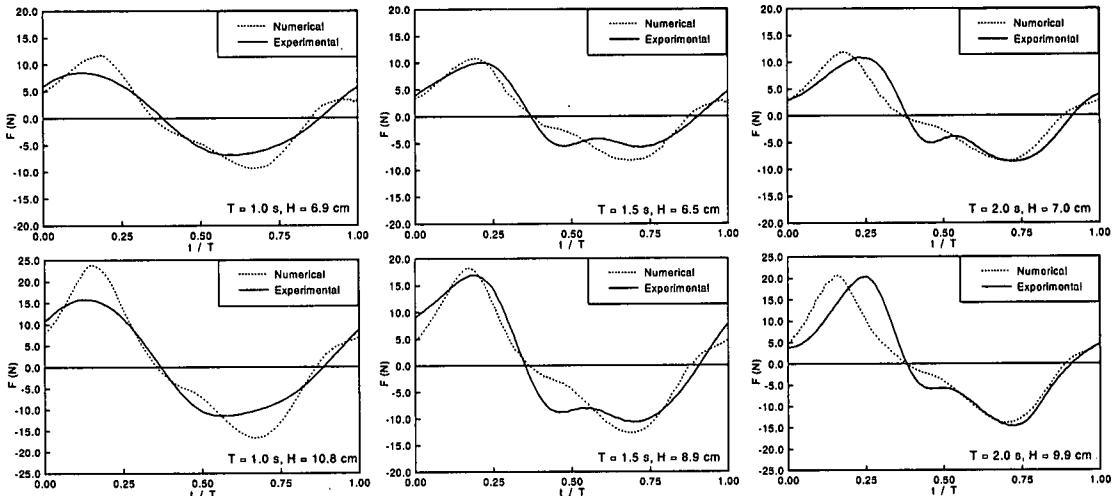


図-20 実験および計算結果による平板に作用する全波力の時間変化の比較

断面内における流速の鉛直方向への混合は極めて小さいことが分かった。

2) 水平2次元断面内の剥離を伴う流況の解析法として、本研究で提示した離散渦法を組み合わせた境界要素法は、平板周りの後流渦の形成過程、鉛直位置の違いに伴う渦径の鉛直変化、渦度の最大値の時間変化に対する定性的な傾向など、可視化実験結果を良く表現することが明らかになった。

3) 水平2次元断面に作用する波力式を新たに誘導し、平板に作用する抗力および慣性力を、剥離渦の挙動を含んだ陽な形で示した。さらに、水平2次元断面に対する波力式の解析結果を鉛直方向へ積分し、平板に作用する全波力を求める波力の算定法を提示した。この算定法に基づく計算結果は、全波力の最大値および時間変化とともに極めて良く実験結果と一致し、本論文で提示した解析法の妥当性が確認された。

**謝辞：**本研究を進めるにあたり、実験およびデータ整理に助力を惜しまなかった荒木弘君（石川県庁）、奥田祐士君（富山県庁）、古荘智之君（東洋建設）、柳智康君（福井県庁）、中林学君（前田建設）、遠藤智志君（岐阜県庁）に感謝すると共に、実験模型作成にご協力頂いた金沢大学技術支援センター職員諸氏に謝意を表します。

## 参考文献

- 1) 土木学会海岸工学委員会研究現況レビュー小委員会：海岸波動、第IV編 構造物近傍の波動場と波力の計算法、pp.291-429、土木学会、1994.
- 2) Isaacson, M., Premasiri, S. and Yang, G.: Wave interactions with vertical slotted barrier, *J.Wtrwy, Port, Coast., and Oc. Engng.*, ASCE, Vol.124, No.3, pp.118-126, 1998.
- 3) 角野昇八、小田一紀：任意断面柱体列による波の反射率および透過率の境界値問題解析、土木学会論文集、No.369/I-5, pp.213-222, 1986.
- 4) 石田 啓、斎藤武久、鞍田一剛、清水康輔：側方からの剥離を伴う平板に作用する波力に関する研究、海岸工学論文集、第44巻、pp.806-810, 1997.
- 5) 近藤倣郎、上原春男、木方靖二、宮崎武晃、谷野賢二：海洋エネルギー利用技術、森北出版、p.185, 1996.
- 6) 石田 啓：柱体の波力の発生機構と波浪振動、水工学に関する夏期研修会講義集、土木学会水理委員会、Bコース、pp.1-29, 1990.
- 7) 日野幹雄、山崎丈夫：波による鉛直板よりの渦の形成とエネルギー逸散、海岸工学講演会論文集、第18巻、pp.61-65, 1971.
- 8) 中村孝幸、久保達郎、福島隆史：カーテン防波堤まわりのはく離流れと作用波力の特性について、海岸工学講演会論文集、第34巻、pp.556-560, 1987.
- 9) Adrian, R.J.: Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics, *Annu.Rev.Fluid Mech.*, Vol.23, pp.261-304, 1991.
- 10) 真野 明、神尾成也：相関法による碎波気泡混入領域の流動解析、土木学会論文集、No.423/I-14, pp.171-180, 1990.
- 11) Greated, C.A., Skyner, D.J. and Bruce, T.: Particle image velocimetry (PIV) in the coastal engineering laboratory, *Proc.23rd Int.Conf.Coastal Engng.*, ASCE, pp.212-225, 1992.
- 12) Sheridan,J.,Lin,J.C. and Rockwell,D.: Flow past a cylinder close to a free surface, *J.Fluid Mech.*, Vol.330, pp.1-30, 1997.
- 13) Rosenhead,L.:The formation vortices from a surface of discontinuity,*Proc.Roy.Soc.*, pp.134-170, 1931.
- 14) Sarpkaya,T.: Lift,drag, and added-mass coefficients for a

- circular cylinder immersed in a time-dependent flow, *J.Applied Mech.*, March, pp.13-15, 1963.
- 15) Clements,R.R.: An inviscid model of two-dimensional vortex shedding, *J.Fluid Mech.*, Vol.57, pp.321-336, 1973.
  - 16) Sarpkaya,T.: An inviscid model of two-dimensional vortex shedding for transient and asymptotically steady separated flow over an inclined plate, *J.Fluid Mech.*, Vol.68, pp.109-128, 1975.
  - 17) Kuwamura,K.: Numerical study of flow past an inclined flat plate by an inviscid model, *J.Phys.Soc.Japan*, Vol.35, No.5, pp.1545-1551, 1973.
  - 18) Lewis,R.I.: Surface vorticity modeling of separated flows from two-dimensional bluff bodies of arbitrary shape, *J.Mech.Engng.*, Vol.23, pp.1-12, 1981.
  - 19) 石田 啓, 田村賢一: 非剥離領域および対称渦対状態における波動場の円柱の抗力係数, 土木学会論文集, No.393/II-9, pp.121-130, 1988.
  - 20) 石田 啓, 北山 真: 波による正四角柱の後流渦および波力に関する研究, 土木学会論文集, No.456/II-21, pp.55-64, 1992.
  - 21) 中村孝幸: 柱体列まわりの渦流れと作用波力に関する研究, 海岸工学論文集, 第37巻, pp.664-668.
  - 22) Morison,J.R., O'Brin,M.P., Johnson,J.W. and Schaaf,S.A.: The force exerted by surface waves on piles, *Petroleum Trans., AIME*, Vol.189, No.2846, pp.149-154, 1950.
  - 23) Maull,D.J. and Milliner,M.G.: Sinusoidal flow past a circular cylinder, *Coastal Engng.*, Vol.2, pp.149-168, 1978.
  - 24) 石田 啓, 斎藤武久, 矢富盟祥, 水谷二延: 境界要素法による波動場の柱体周りの流況および波力の解析, 海岸工学論文集, 第41巻, pp.866-870, 1994.
  - 25) 石田 啓, 斎藤武久, 中林 学: PIV を用いた平板周りの後流渦の特性に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第45巻, pp.741-745, 1998.
  - 26) Keulegan,G.H. and Carpenter,L.H.: Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid, *J.Res.National Standards*, Vol.60, No.5, pp.423-440, 1958.
  - 27) Sawaragi,T. and Nakamura,T.: An analytical study of wave forces on a cylinder in oscillatory flow, *Proc.Coastal Structures'79*, ASCE, pp.154-173, 1979.
  - 28) Sumer, B. M. and Fredsoe, J.: *Hydrodynamics around cylindrical structure*, World scientific, 1997.
  - 29) 永野三郎, 内藤政彦, 高田浩之: うず点法による長方形柱まわりの流れ解析, 日本機械学会論文集(B編), 47巻, 413号, pp.32-41, 1981.
  - 30) 土木学会構造工学委員会耐風設計研究小委員会: 風工学における流れの数値シミュレーション法入門, 土木学会, pp.166-201, 1992.
  - 31) Sarpkaya,T. and Iribar, C.J.: Impulsively started steady flow about rectangular prisms: experiments and discrete vortex analysis, *J.Fluid Engineering*, Vol.108, pp.47-54, 1986.
  - 32) 異 友正: 流体力学, 培風館, 1982.

(1999.11.22 受付)

## VORTEX WAKE AROUND A VERTICAL FLAT PLATE IN WAVE AND WAVE FORCE ACTING ON THE PLATE

Hajime ISHIDA and Takehisa SAITO

The characteristic of vortex wake around a vertical flat plate with the separation from its sides has been clarified by using PIV. Then, a discrete vortex method combined with BEM is presented to simulate the flow field around the plate, and wave force equations are newly derived to estimate the wave force acting on it. Comparing the experimental values with the numerical ones, both agree well, which has verified the validity of calculation method presented in this paper.