

波動場に置かれた没水球体近傍の流れの特性と 波力に関する研究

岩田好一朗*・水谷法美**・川角伸彦***

1. 緒 言

構造物に作用する波力の特性を明らかにすることは、海岸・海洋構造物を設計する上で非常に重要な課題である。構造物の代表径が入射波長に比べて十分小さければ、構造物に作用する波力は、Morison 式¹⁾で算定されることが多い。著者らは、没水球体に作用する波力について検討を加えてきており^{2),3)}、第34回海講²⁾では、鉛直方向波力には、Morison 式が適用できない範囲が存在することを指摘し、その範囲を明らかにした。Morison 式が適用できなくなる原因としては、Proximity Effect、揚力の影響が考えられるが、それらの影響を詳しく議論するためには球体近傍の流れの特性を明らかにしておくことが必要不可欠である。球体のような三次元物体周りの流れの特性を扱った研究については、振動流⁴⁾を扱ったものはあるものの、波動場を対象としたものは非常に少なく⁵⁾、その特性については、ほとんどわかっていないのが現状である。本論は、ほとんど検討されていない二次元波動場に設置された没水球体周りの流況の可視化実験を詳細に行い、流れの特性を明らかにすると同時に、球体に作用する波力の計測も行い、球体周りの流況の特性を波力の特性と関連づけて検討を加えるものである。

2. 水 理 実 験

2.1 次元解析

次元解析によると球体に作用する無次元波力 $F/(\rho U^2 D^2)$ は、つぎに示す6個の無次元物理量によって支配されると考えられる³⁾。

$$\frac{F}{\rho U^2 D^2} = \phi \left(\frac{UT}{D}, \frac{UD}{\nu}, \frac{h}{gT^2}, \frac{D}{h}, \frac{d}{h}, \frac{t}{T} \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 F : 波力、 D : 球の直径、 d : 静水面から球の中心までの距離、 h : 静水深、 U : 流速の振幅、 T : 波の周期、 ρ : 水の密度、 ν : 水の動粘性係数、 g : 重力加速度、

t : 時間、であり、右辺第一項は、Keulegan-Carpenter 数 (以下、 $K.C.$ 数と略記する)。第二項は Reynolds 数 (Re 数)、第三項は水深波長比に相当する項、第四項は相対水深、第五項は無次元球径、第六項は無次元時間である。球体近傍の流れの特性と波力の間には密接な関係があるため、球体近傍の流れの特性も (1) 式の右辺に示される無次元量によって支配されると考えられる。ただし、波力についてはその最大値 F_m (添字 m は最大値を示す) に着目する場合には t/T とは独立とみなすことができる。

2.2 実験条件及び実験方法

実験は、名古屋大学工学部土木工学科の片面ガラス張りの二次元銅製水槽 (図-1 参照) で行われた。水槽の一端にはフラップ型造波装置が設置されており、他端には反射波を極力小さくするために、拾石、消波ブロック、およびウレタンメッシュから構成される消波装置が設置されている。また、水路床には、先端部に 1/8 の勾配を持つ高さ 25 cm のステップ型水平床が設置されている。水平床の一部はアクリル製となっており、その下側には防水型のアクリル製カメラケースが取り付けられており、水底からの写真撮影が可能となっている。

発生波はすべて規則進行波とし、周期を3種類 (1.15, 1.5, 2.0秒)、波高を2種類 (5, 10 cm) 変化させた。静水深は 45 cm で一定とし、球の設置水深を $d=10, 16, 32, 40$ cm の4種類、球の直径を3種類 ($D=6.35, 2.5, 0.95$ cm) 変化させた。したがって、 $1.7 < K.C. < 56.4$, $882 < Re < 16310$, $0.011 < h/gT^2 < 0.035$, 0.021

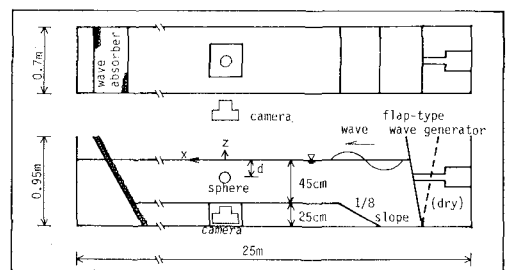


図-1 実験水槽の概略図

* 正会員 工博 名古屋大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 名古屋大学助手 工学部土木工学科

*** 学生員 名古屋大学大学院 土木工学専攻

$<D/h < 0.141$, $0.222 < d/h < 0.889$ の範囲で実験を行ったことになる。実験種目は合計 60 ケースであり、その全てのケースに対して球近傍の流況の可視化、および水位変動(η)、水平方向・鉛直方向の流速(u, w)、波力(F_x, F_z)の計測を行った。なお、水位を電気容量式水位計で、流速を電磁流速計で、波力を Cantilever 型波力計で計測した。流況の可視化方法は、コンデンスミルク塗布法を採用し、流況をモータードライブ付 35 mm カメラ (5 コマ/秒) 2 台により側面と底面から同時に、また、16 mm 高速シネカメラ (50 コマ/秒) とビデオカメラ (30 コマ/秒) により、側面から同時に撮影し、解析に使用した。

2.3 解析方法

16 mm 高速シネカメラ、ビデオカメラによって撮影された流況をコマ送り再生しながら解析し、球体近傍の流況の詳細を求めた。さらに、2 方向からの 35 mm 連続写真を解析し、水槽奥行き方向の非対称性についても検討を加えた。また、実験で得られた水位変動、流速、波力の時間波形をサンプリングタイム 0.05 秒で離散化し、(2) 式中の無次元量を計算し、流況の特性をこれらの無次元量と関連づけて議論した。波力算定式として Morison 式 ((2) 式) を採用し、同式中の波力係数を時間の関数として求め、その時間変動特性と流況の時間変動特性との関係もあわせて検討した。

$$F = \frac{1}{8} C_D \rho \pi D^2 V |V| + \frac{1}{6} C_M \rho \pi D^3 \dot{V} \quad \cdots (2)$$

ここに、 F : 波力ベクトル ($= F_x \mathbf{i} + F_z \mathbf{j}$, $\mathbf{i}, \mathbf{j}$ は、 x, z 方向の単位ベクトル), V : 流速ベクトル ($= u\mathbf{i} + w\mathbf{j}$), で C_D は抗力係数, C_M は慣性力係数である。また、上付きドット ($\dot{\cdot}$) は時間に関する微分を示す。

波力係数の時間変動は、(2) 式に波力、流速、加速度の時間波形を代入して求めた。ただし、加速度の時間波形は、流速の時間波形に数値微分に相当する数値フィルターをかけることにより求めたものを使用した。

3. 実験結果とその考察

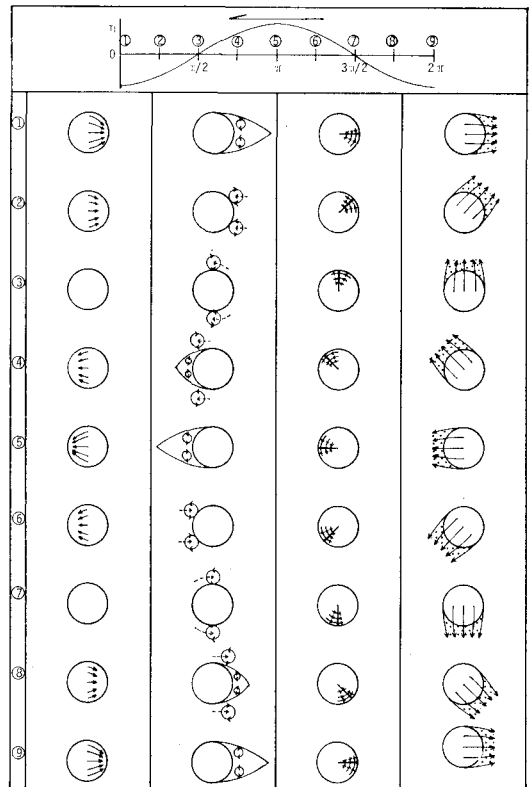
3.1 球体近傍の流況の特性

本実験で得られた球体近傍の流況は、大きく二つのパターンに分類できることが判明した。すなわち、水平方向の往復運動成分が卓越した振動流中の流況⁴⁾とよく似たパターン、および、静止流体中を球体が回転する場合とよく似たパターン⁶⁾で、球体近傍の水粒子の回転運動成分が卓越するパターン、の二つである。本論では、前者を振動パターン、後者を回転パターンと称することにする。また、これらのパターンは、それぞれ流線の剥離の有無によってさらに分類することができる。したがって、球体近傍の流況は合計四つのタイプに分類できる。すなわち、(a) 振動パターンで剥離のない振動非剥離

型、(b) 振動パターンで剥離のある振動剥離型、(c) 回転パターンで剥離のない回転非剥離型、および、(d) 回転パターンで剥離がある回転剥離型、の四つのタイプである。これらの四つのタイプの代表的な流況の時間変動を図-2 に示す。図-2 は、四つのタイプの流況の時間変化を、位相を 8 分割して図示したもので、図中の番号は、水位変動に示される番号の位相であることを示す。例えば、①の位相は、波の谷の位相、③の位相は静水面を上向きに切る位相、⑤の位相は波の峰の位相である。以下に各タイプの流況の時間変化の説明を行う。

1) 振動非剥離型 (図-2. (a) 参照)

- ①波進行方向と逆向きの水平方向流速が最大となり、球表面の水粒子の動きも大きい。しかし、流線は球表面に沿って流れ、球の後部に集まり球から離れる。
- ②流速は小さくなり、球表面の水粒子の動きは小さくなる。
- ③水平方向流速はゼロとなり、水粒子の動きは止まる。
- ④流速は逆転し、水粒子は逆向きに動き出す。
- ⑤水粒子の動きは大きくなるが、剥離はなく流線は球表面に沿って流れる。
- ⑥⑦⑧⑨の位相では、②③④⑤の位相と同時の現象が対



(a) 振動非剥離型 (b) 振動剥離型 (c) 回転非剥離型 (d) 回転剥離型

図-2 流況の時間変化の模式図

称な向きに繰り返される。

2) 振動剥離型(図-2. (b) 参照)

- ①球背後に流線が激しく巻き込む。このとき前の周期の波で形成された渦輪が流されている。
- ②流速が小さくなるため、流線の巻き込みは弱くなり、渦輪が大きく膨らむ。また、渦輪が球の方へ引き付けられる。
- ③渦輪は球の真上近くまで移動する。このとき球表面での水粒子の動きはほとんどない。
- ④逆方向へ流線が巻き込み始める。渦輪は、巻き込みの部分の外側へ移動する。
- ⑤渦輪は流されてしまう。また、球の背後では、流線の巻き込みが激しくなりつぎの渦輪の形成が始まる。
- ⑥⑦⑧⑨の位相では、②③④⑤と同様な現象が対称な向きに繰り返される。

3) 回転非剥離型(図-2. (c) 参照)

このタイプは、①～⑨へ位相が進むにしたがい流れの方向は変化するものの、流況は波一周期にわたり安定している。このタイプで特徴的なのは、球表面で渦糸が形成され、その渦糸が球表面を回転することである。渦糸は、渦糸の回転方向より後方からの流線の下側に前方からの流線がもぐり込むようにして形成され、渦糸を形成する流線は螺旋状になっている。(図-3 参照)螺旋の進行方向は、球を側面からみた場合の円の中心から外側へ向かっており、最外縁で反対側から進んできた渦糸と出会い、球から離れていく。

4) 回転剥離型(図-2. (d) 参照)

このタイプも①～⑨への位相の進行にともなう波一周期内の流況の時間変化は、方向が変わるものの本質的な変化はない。回転非剥離型とは異なり、球表面で渦糸は形成されず、球背後で流線の剥離が生じる。剥離域は、時間とともに球表面を回転する。この場合、剥離域は非常に乱れており、振動剥離型の場合のような渦輪の形成は認められなかった。

回転パターンと振動パターンの大きな差は、波一周期内の流況の時間変化の度合であるといえる。すなわち、回転パターンは、剥離の有無にかかわらず、流れの方向は変化するものの、流況の本質的な時間変化は小さいの

に対して、振動パターンでは、一方向の運動が卓越するため、流速が最大のときと、流速がゼロのときでは流況に明らかに差が生じる。その差は、剥離がない場合に比べて、剥離がある場合には特に顕著である。したがって回転、振動のパターンの差は、波力係数の時間変化に大きな影響を及ぼすことが考えられる。この点については、波力係数の節で後述することにする。

この回転パターンと振動パターンの出現特性を検討した結果、流況のパターンは $K.C.$ 数、 Re 数、 D/h による差異はほとんどなく、 h/gT^2 、 d/h に大きく支配される水粒子の橢円軌道と関連があることがわかった。すなわち、橢円軌道の短軸の長さが、長軸に比べて小さい場合には振動パターンが、逆に短軸も大きく水粒子の軌道が円軌道に近くなると回転パターンになるようである。その状況を示したのが、図-4 である。 $K.C.$ 数、 Re 数、 D/h が異なる値でも h/gT^2 、 d/h が同じ値であれば、流況のパターンに差がないため、図-4 には、 h/gT^2 、 d/h が同じ値は、一つの値で記入してある。図中の実線は、短軸の長さ(B)と長軸の長さ(A)の比が $1/2$ であることを示す。また、破線は、 $1/3$ であることを示す。 B/A が $1/2$ 以上の場合は全てが回転パターンであり、 $1/3$ 以下の場合は全てが振動パターンであることがわかる。しかし、 $1/2$ から $1/3$ の間のケースは、必ずしも回転パターン、振動パターンに分けられず両方のパターンが観測された。したがって、 $1/3 < B/A < 1/2$ が回転パターン、振動パターンの遷移領域であるといえそうである。これらの結果より、振動、回転のパターンの出現特性は、 d/h 、 h/gT^2 に大きく支配されていると考えてよい。

つぎに、剥離の有無について考察する。剥離が生じると、剥離域での圧力は低下し、そのため球の前後で圧力が非対称になるため、抗力が大きくなる。慣性力は加速度に比例する力であり、したがって、波高に比例した力である。また、渦の発生にともなう抗力は、流速の2乗に比例する力であるため、波高の2乗に比例することになる。したがって、剥離が始まると波高の増加にともなう波力の増加の程度が急激に大きくなることが考えられ

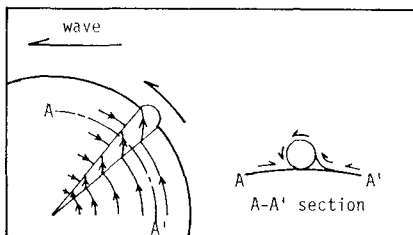


図-3 渦糸の模式図

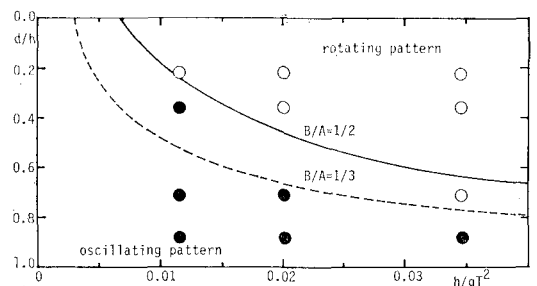
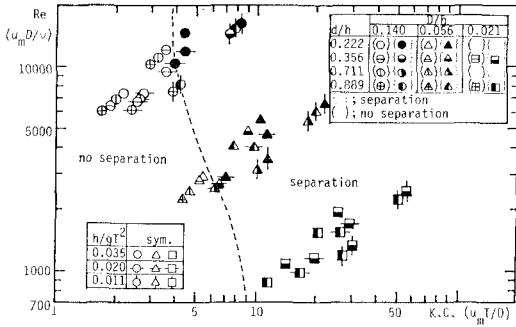


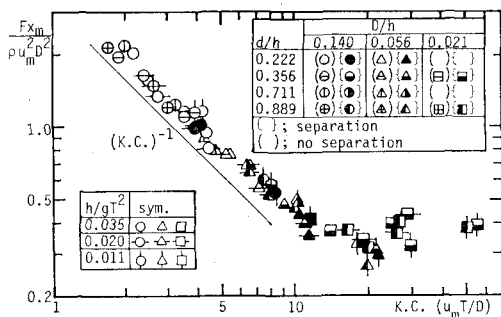
図-4 流況のパターンの出現特性



図—5 剥離の支配パラメーター

る。このことから剥離の発生を支配するパラメーターを明らかにしておくことが重要であるといえる。図—5は、剥離の有無と $K.C.$ 数 ($u_m T/D$)、 Re 数 ($u_m D/\nu$) の関係を示したものである。図中、黒塗の部分がある記号が剥離があることを示し、黒塗の部分がない記号は剥離がないことを示す。同図より、剥離には $K.C.$ 数と Re 数が大きく影響を及ぼしていることがわかる。本実験の範囲では、剥離が始まる $K.C.$ 数の値は Re 数によって若干変化し、ほぼ図中の破線と与えることが可能である。すなわち、 h/gT^2 、 d/h の値にかかわらず $K.C.$ 数が 4～9 程度になると剥離が始まるが、剥離が始まる $K.C.$ 数の値は、粘性の影響がより強い Re 数の小さいところでは大きく、逆に粘性の影響が小さい Re 数の大きいところでは小さくなっている。したがって粘性の影響が大きいところでは剥離は起こりにくく、小さいところでは剥離は起こりやすいといえる。

ところで、この剥離の有無は波力の最大値に影響を与えることは上述したが、図—6 に無次元最大波力 ($F_{xm}/\rho u_m^2 D^2$) と $K.C.$ 数の関係を示す。同図より、 $K.C.$ 数が 10 以上の領域では、無次元最大波力は一定値をとる傾向が、また、10 以下の領域では、 $K.C.$ 数のほぼ -1 乗に比例して減少する傾向が認められる。無次元最大波力が $K.C.$ 数の -1 乗に比例する領域では、波力の最大値が波高に比例すること、また、無次元最大波力が一

図—6 無次元最大波力と $K.C.$ 数の関係

定値をとる領域では、波力の最大値は、波高の 2 乗に比例することになる。剥離があることを示す黒い記号が無次元最大波力の減少の傾きが若干緩やかになる $K.C.$ 数が 4～9 あたりから増えはじめ、一定値をとる領域では、すべて剥離があるものである。この結果より、剥離がなければ波力の最大値は、波高に比例するが、剥離が起ると波力の最大値は徐々に大きくなり、 $K.C.$ 数が 10 を越え、剥離が著しくなると波力の最大値は、波高の 2 乗に比例するようになる。したがって、波力の最大値は、剥離の有無に大きく依存することが明確になった。

3.2 波力係数の特性

Morison 式中の波力係数は、流れの特性に支配される量であるため、球体周りの流況の特性と関連づけて議論することが重要である。本論では、球体に作用する波力ベクトルに Morison 式を適用し、波力係数を時間の関数として求め、その時間変動特性を流況の時間変動特性と関連づけて検討を加える。図—7 に 4 つの典型的な流況のタイプに対する波力係数の時間波形を示す。図中の番号は図—2 に示される水位変動の位相に対応するものである。

図—7 より、回転パターンの波力係数は振動パターンの波力係数に比べて時間変動が小さいことがわかる。これは、回転パターンは、波一周期内的で流況が振動パターンに比べて安定しており、その時間変化が小さいためであると考えられる。また、回転パターンの場合、図—7 からわかるように剥離の有無による波力係数の変動の大きさの有意な差異は認められない。しかし、剥離の有無による波力係数の変動の大きさの差異は、振動パターンでは顕著である。この振動パターンの流況の特徴としては、鉛直方向の水粒子の運動に比べて水平方向の運動が卓越していることは既述したが、Morison 式の適用範囲との関連を調べると、振動パターンの出現特性は、鉛直方向の波力に Morison 式が適用できない範囲²⁾とよく対応していることがわかった。鉛直方向波力に Morison 式が適用できなくなる原因として Proximity Effect および揚力の影響があげられる。振動パターンでは、水平方向の水粒子運動が卓越するため、鉛直方向の慣性力、抗力に比べて水平方向水粒子速度による鉛直方向の揚力が大きくなることが考えられる。球体近傍の流況の観察によれば、 $K.C.$ 数が 10 以上になり後流域が大きくなると、後流域は上下、左右に揺れることが確認された。この後流域が揺れるために発生する揚力が慣性力、抗力に比べて大きくなると鉛直方向の波力に Morison 式は適用できない。

図—7 に示される波力係数は、波力ベクトルに対する値であるため、Morison 式が適用できないケースに対し

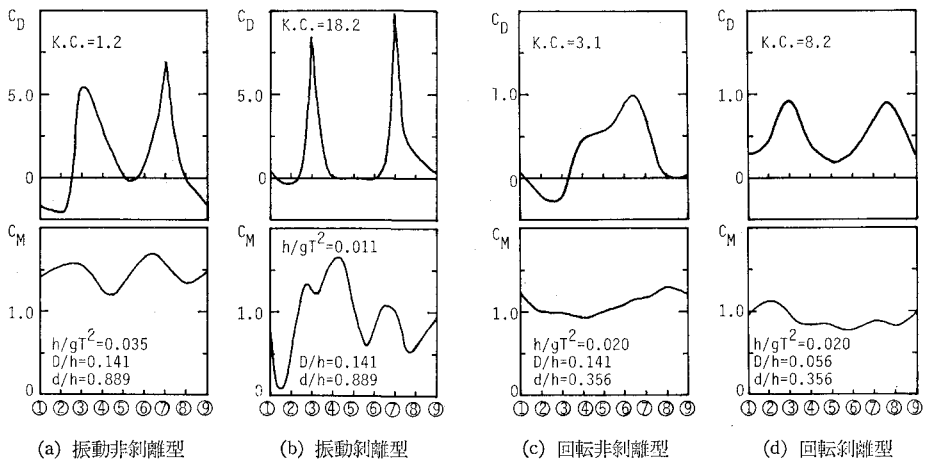


図-7 波力係数の時間変化の一例

ては、その影響がすべて波力係数に含まれてしまうことになる。振動パターンで波力係数の時間変動が大きいのは、流況の時間変動が大きいことのほかにも、Morison式が適用できない波力に Morison 式を適用したこと、言い換えれば、水平方向の水粒子の運動による鉛直方向の揚力の影響が大きいためであると推察される。したがって、Morison 式が適用できない範囲の波力に対する波力算定式を確立するためには、このような揚力の特性を明らかにすると同時に揚力を定量的に評価する必要があることが指摘できる。

4. 結 言

以上、水理実験に基づき球体周りの流況を作用波力の特性と関連づけて検討を加えてきた。本論で得られた結果を要約すると以下のようである。

(1) 球体周りの流況は、振動非剥離型、振動剥離型、回転非剥離型、回転剥離型、の4つのタイプに大別される。

(2) 流況のパターンは、 h/gT^2 、 d/h に大きく支配され、 h/gT^2 が小さく、 d/h が大きいほど振動パターンが現れ、 h/gT^2 が大きく、 d/h 小さいほど回転パターンが現れる。

(3) 流線の剥離は、 $K.C.$ 数が4~9で始まる。剥離が始まる $K.C.$ 数の値は、 Re 数によって変化し Re 数が小さいときは剥離が始まる $K.C.$ 数の値は大きく、逆に、 Re 数が大きいときは小さくなる。

(4) 波力の最大値は、流線の剥離により大きく支配され、剥離がない場合は、波力の最大値は波高に比例する

が、 $K.C.$ 数が10以上になり、剥離が顕著になると波力の最大値は波高の2乗に比例する。

(5) 波一周期内的で流況が比較的安定している回転パターンでは、波力係数の時間変動は小さい。

(6) 振動パターンでは水平方向の水粒子の運動が卓越するため、鉛直方向に作用する揚力が大きくなる。そのため、鉛直方向波力に Morison 式が適用できなくなる。

今後、Morison 式が適用できない波力の算定式を確立する上で、球体に作用する揚力の特性について、定量的に評価する必要がある。最後に、本研究を行うにあたって、実験、解析に多大な協力をいただいた松岡滋治君(現大学院生)に謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) Morison, J. R., M. P. O' Brien, J. W. Johnson and S. A. Schaaf: The Wave Force Exerted by Surface Wave on Piles, Petroleum Trans., AIME, Vol. 189, 1950, pp. 149-157.
- 2) 岩田好一朗・水谷法美・川角伸彦: 没水球体に作用する波力の特性に関する実験的研究—Morison 式の適用限界について—, 第34回海岸工学講演会論文集, 1987, pp. 601-605.
- 3) Iwata, K., N. Mizutani and S. Kasai: Irregular Wave Forces Acting on a Submerged Sphere, Coastal Eng. in Japan, Vol. 30, No. 1, 1987, pp. 117-130.
- 4) 中村廣昭・池田駿介・大八木崇: 正弦振動中におかれた球に作用する流体力(続報), 第30回海岸工学講演会論文集, 1982, pp. 381-384.
- 5) Jenkins, S. A. and D. L. Inman: Forces on a Sphere Under Linear Progressive Waves, Proc. 15th International Conf. on Coastal Eng., 1976, pp. 2413-2428.
- 6) Kohama, Y. and R. Kobayashi: Boundary-layer Transition and the Behaviour of Spiral Vortices on Rotating Sphere, J. of Fluid Mech., Vol. 137, 1983, pp. 153-164.