

## 没水球体に作用する回折波力の数値解析

NUMERICAL ANALYSIS OF DIFFRACTED WAVE  
FORCE ACTING ON A SUBMERGED SPHERE

岩田好一郎\*・水谷法美\*\*・都築克嘉\*\*\*

By Koichiro IWATA, Norimi MIZUTANI and Katsuyoshi TSUZUKI

This study is to discuss the wave force acting on a submerged sphere due to the diffracted wave based on a numerical analysis. The hybrid method is employed to calculate the velocity potential of the diffracted wave.

The added mass coefficient, the force coefficients, the dominant range of the diffraction force are investigated in relation to the wave height distribution and non-dimensional parameters such as the relative sphere radius to the wave length,  $ka$ , the relative sphere diameter to water depth,  $D/h$ , and the relative submergence,  $d/h$ . The wave diffraction is governed by  $ka$ ,  $D/h$  and  $d/h$ . The effect of wave diffraction to the vertical wave force is generally larger than that to the horizontal one. The added mass coefficient becomes larger with an increment of  $D/h$  and with decreasing of  $d/h$  for the same  $ka$ . When the change of wave heights is less than 5%, the diffracted wave has little effect to the wave force. The range in which the diffraction theory is applied in calculating the wave force is given graphically as a function of  $ka$ ,  $d/h$  and  $D/h$ .

*Keywords*: wave diffraction, diffraction force, sphere, the Morison equation

## 1. 緒 言

海岸・海洋構造物に作用する波力を正確に算定することは、工学上きわめて重要である。沿岸開発の進展に伴い、構造物の設置位置の大水深化、あるいは構造物の大型化と多様化が進むことが予想される。本研究は、構造物として、球体を取り上げる。これは、球体は等方性を有する水圧に対して、強度の面から最も有利な形状であるため、海中備蓄タンクのような構造物としては利点が大きいと考えられるためである。

波動場に球体が置かれると、波は球体の存在によって変形する。しかし、球体の直径が波長に比してきわめて小さい場合は、球体の存在による波の変形が無視できるため、作用波力の算定式としては、Morison式<sup>1)</sup>が工学的に有用である。著者らは、Morison式で波力が算定できる領域を対象として、球体に作用する波力について検討を加え、Morison式が適用可能な範囲の波力係数の特性などを明らかにしてきた<sup>2)</sup>。しかし、波の変形に及ぼす球径の大きさや球体の設置位置の効果、回折波力

の卓越範囲などについては明らかにされていない。

一般に、回折波力は、回折波の速度ポテンシャルが既知であれば計算可能である。円柱構造物<sup>3),4)</sup>、軸対称構造物でも着定式構造物、あるいは、静水面上に天端をもつ構造物<sup>5)-8)</sup>については、解析解や数値解析により回折波の速度ポテンシャルを計算することが可能である。没水球体に作用する波力はChakrabarti<sup>9)</sup>によって計算されているが、これは、回折波の速度ポテンシャルを計算せずに、入射波による圧力から波力を求め、この値を単に1.5倍しただけであり、理論的な計算ではない。Havelock<sup>10)</sup>は、深海中に設置された球体に対する速度ポテンシャルの計算を行っているが、自由表面の境界条件を無視しているため、球体の設置位置の効果は議論できない。

このように、本研究で対象とする水中に固定された没水球体による回折波のポテンシャルを厳密に扱った研究はない。

球径が小さい場合でも、球体の存在により波動場は変化するため、回折波の影響は必ず存在する。このため、球体に作用する波力をMorison式を使って抗力と慣性力に分離する場合、抗力に回折波力が含まれている可能性もある。したがって、工学的観点より、波力の計算に回折波理論が必要となる範囲を明らかにすると同時に、

\* 正会員 工博 名古屋大学教授 工学部土木工学科

(〒464-01 名古屋市千種区不老町)

\*\* 正会員 工博 名古屋大学助手 工学部土木工学科(同上)

\*\*\* 正会員 エコー(株)第1技術部数理解析課

(〒116 荒川区南千住1-59-7)

回折波理論を必要としない範囲での回折効果による見掛け上の抗力、慣性力の大きさを定量的に評価しておくことは重要である。

本研究は、上述の背景に基づいて、球体による回折波の速度ポテンシャルを数値解析により求め、球体に作用する回折波力の特性とその支配パラメーター、回折波理論の適用が必要な範囲、球体の存在による波の変形の大きさ等について議論しようとするものである。

## 2. 計算方法

本研究では、流体は非粘性、非圧縮性、波動運動は非回転とし、没水球体による回折波の速度ポテンシャルをハイブリッド法<sup>8)</sup>を準用して計算する。

図-1に示されるように、一定水深  $h$  の水域に、半径  $a$  の球体が固定されているとする。球体の中心の位置は、 $(x, y, z) = (0, 0, -d)$  である。ここに、 $x, y, z$  は直角座標系であり、 $x$  は波進行方向に平行な水平軸、 $y$  は波進行方向と直交する水平軸、 $z$  は静水面上に原点をもち、鉛直上向きを正の向きとする鉛直軸である(図-1参照)。この水域に、波高  $H$ 、角周波数  $\sigma (=2\pi/T, T$  ; 波の周期) の微小振幅波が、 $x$  の負の方向から入射してくる場合を取り扱う。この水域を、球体の中心を通る鉛直軸を中心とする半径  $A$  の円筒状の仮想境界面を設けて、この仮想境界面の外部と内部に二分する。そして、外部領域  $(O)$  での速度ポテンシャルに対しては、無限遠方での放射条件をも満足する解析解を求め、内部領域  $(I)$  における速度ポテンシャルに対しては、球体表面上での不透過条件を満足する数値解析解を求め、両者を仮想境界面上で接続させて全領域の速度ポテンシャル  $\Phi$  を、入射波の速度ポテンシャル  $\phi_i$  と回折波の速度ポテンシャル  $\phi_o$  の和として次式で与えられる。

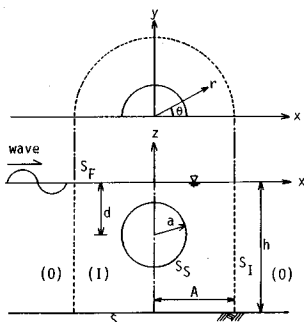


図-1 定義図

$$\Phi = (\phi_i + \phi_o) e^{-i\sigma t} \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 $i$  は虚数単位、 $t$  は時間である。

式(1)中の  $\phi_i$  は、微小振幅波理論により次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi_i &= -i \frac{gH}{2\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{i\sigma x} \\ &= -i \frac{gH}{2\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m i^m J_m(kr) \cos m\theta \end{aligned}$$

$$\dots \dots \dots (2)$$

式(2)中の  $k (=2\pi/L, L$  ; 波長) は波数、 $J_m$  は  $m$  次のベッセル関数、 $\varepsilon_m$  はノイマン数 ( $\varepsilon_0=1, \varepsilon_{m \neq 0}=2$ )、 $g$  は重力加速度、 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 、 $\theta = \tan^{-1}(y/x)$  である。

回折波の速度ポテンシャルは、外部領域の速度ポテンシャル  $\phi_{Do}$  と内部領域の速度ポテンシャル  $\phi_{Di}$  の2つに分けて考える。

これらの2つの速度ポテンシャルが満たすべき基礎方程式および境界条件は以下のものである。なお、自由表面を  $S_F$ 、底面を  $S_B$ 、仮想境界面を  $S_I$ 、球体表面を  $S_S$  で示す。

$$\nabla^2 \phi_{Do} = 0, \quad \nabla^2 \phi_{Di} = 0 \dots \dots \dots (3)$$

$$\frac{\partial \phi_{Do}}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_{Do}, \quad \frac{\partial \phi_{Di}}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_{Di} \quad (\text{on } S_F) \dots \dots \dots (4)$$

$$\frac{\partial \phi_{Do}}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \phi_{Di}}{\partial z} = 0 \quad (\text{on } S_B) \dots \dots \dots (5)$$

$$\phi_{Do} = \phi_{Di} \quad (\text{on } S_I) \dots \dots \dots (6)$$

$$\frac{\partial \phi_{Di}}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_i}{\partial n} \quad (\text{on } S_S) \dots \dots \dots (7)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r^{1/2} \left( \frac{\partial \phi_{Do}}{\partial r} - ik \phi_{Do} \right) = 0 \dots \dots \dots (8)$$

ここに、 $n$  による微分は、物体表面での法線方向微分を表わす。式(3)は、流体の連続条件、式(4)は自由表面での運動学・力学的条件、式(5)は底面での不透過条件、式(6)は仮想境界面上での速度ポテンシャルの連続条件、式(7)は球体表面での不透過条件と式(8)は無限遠方での放射条件である。

式(3)、(4)、(5)、(8)を満足する  $\phi_{Do}$  の一般解は、円筒座標系を使って、次式で与えられる<sup>8)</sup>。

$$\phi_{Do} = \sum_{m=0}^{\infty} \phi_{Do}^{(m)} \cos m\theta \dots \dots \dots (9)$$

$$\begin{aligned} \phi_{Do}^{(m)} &= -i A_0^{(m)} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} H_m^{(1)}(kr) \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{(m)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} K_m(k_n r) \dots \dots \dots (10) \end{aligned}$$

ここに、 $k_n (n=1, 2, \dots)$  は減衰定常波の波数で、 $k$  と  $k_n$  は、 $\sigma^2/g = k \tanh kh = -k_n \tan k_n h$  を満たす。また、 $H_m^{(1)}$ 、 $K_m$  は、それぞれ  $m$  次の第1種ハンケル関数、第2種変形ベッセル関数、 $A_n^{(m)}$  は、未定複素定数で、後述の  $\phi_{Di}$  を使って表わされる。

内部領域の解も、円筒座標系で表示する。そして、式(2)、式(9)のように、軸対称性を考慮して、フーリエ級数で展開し、次式で与える。

$$\phi_{Di} = \sum_{m=0}^{\infty} \phi_{Di}^{(m)} \cos m\theta \dots \dots \dots (11)$$

式(6)に式(11)のポテンシャル係数を代入し、 $\cosh k(h+z)$ 、 $\cos k_n(h+z)$  の直交性を利用すると式(10)の未定複素係数  $A_n^{(m)}$  ( $n=0, 1, 2, \dots, m=0, 1,$

2, …) は, 次式のように決定できる<sup>8)</sup>.

$$A_0^{(m)} = i \frac{2k^2 \int_{-h}^0 \phi_{D1}(A, \xi) \frac{\cosh k(h+\xi)}{\cosh kh} d\xi}{\{h(k^2 - \sigma^4/g^2) + \sigma^2/g\} H_m^{(1)}(kA)} \dots\dots\dots(12)$$

(m=0, 1, 2, …)

$$A_n^{(m)} = \frac{2k_n^2 \int_{-h}^0 \phi_{D1}(A, \xi) \frac{\cos k_n(h+\xi)}{\cos k_n h} d\xi}{\{h(k_n^2 + \sigma^4/g^2) - \sigma^2/g\} K_m(k_n A)} \dots\dots\dots(13)$$

(n≠0, m=0, 1, 2, …)

したがって, 内部領域のポテンシャル係数  $\phi_{D1}^{(m)}$  が求まれば, 外部領域の解も求められることになる.

(1) 内部領域の解

内部領域の解は, グリーンの公式を適用して計算する. 本研究で対象とするような, 水中に固定された球体の表面は, 自由表面, 底面のいずれの境界からも離れており, 他の境界面と閉曲面を形成しないが, 内部領域は, 単連結の場合であるため, グリーンの公式が適用可能である<sup>11)</sup>.

最終的に求めたいものは, 球体に作用する波力と波高分布であるため, 自由表面と球体表面のポテンシャルのみが求まればよい. 境界面上での点 (r, θ) の速度ポテンシャルは, グリーンの公式を適用すると式 (14) で計算できる.

$$\phi_{D1} = \frac{1}{2\pi} \oint_S \left[ \frac{1}{R} \frac{\partial \phi_{D1}}{\partial n} - \phi_{D1} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{R} \right) \right] dS \dots\dots\dots(14)$$

ここに, R は, 点 (r, θ) と境界面上の点との距離である. 式 (14) の積分を, 各境界面での積分に分離し, 式 (4), (5), (6), (7) の境界条件を式 (14) に代入すると式 (15) が得られる<sup>8)</sup>.

$$\begin{aligned} & 2\pi \sum_{m=0}^{\infty} \phi_{D1}^{(m)}(r, z) \cos m\theta \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} \left[ - \int_{S_s} \frac{1}{R} \frac{\partial \phi_{D1}^{(m)}}{\partial n} \cos m\theta dS \right. \\ & \quad - \int_{S_b} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{R} \right) \phi_{D1}^{(m)} \cos m\theta dS \\ & \quad + \int_{S_f} \frac{1}{R} \frac{\sigma^2}{g} \phi_{D1}^{(m)}(r, 0) \cos m\theta dS \\ & \quad - \int_{S_r} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{R} \right) \phi_{D1}^{(m)}(r, 0) \cos m\theta dS \\ & \quad + \int_{S_b} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{R} \right) \phi_{D1}^{(m)}(r, -h) \cos m\theta dS \\ & \quad + \int_{S_i} \frac{1}{R} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ c_n^{(m)} q_n Z_n(z) \int_{-h}^0 \phi_{D1}^{(m)}(r, \xi) Z_n(\xi) d\xi \right\} \\ & \quad \cdot \cos m\theta dS - \int_{S_i} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{R} \right) \phi_{D1}^{(m)}(A, z) \cos m\theta dS \Big] \\ & \quad \dots\dots\dots(15) \end{aligned}$$

ここに,

$$\left. \begin{aligned} c_0^{(m)} &= k \frac{H_m^{(1)}(kA)}{H_m^{(1)}(kA)}, \quad c_n^{(m)} = k_n \frac{K'_n(k_n A)}{K_n(k_n A)} \\ Z_0(z) &= \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh}, \quad Z_n(z) = \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \end{aligned} \right\}$$

$$q_0 = \frac{2k^2}{h(k^2 - \sigma^4/g^2) + \sigma^2/g}, \quad q_n = \frac{2k_n^2}{h(k_n^2 + \sigma^4/g^2) - \sigma^2/g} \dots\dots\dots(16)$$

である.

$\phi_{D1}^{(m)}$ , また, 式 (15) に含まれている  $\phi_{D1}^{(m)}$  は θ によらない関数であるから, 各境界面を x-y 平面に平行な細いリング状に分割すれば, 各リング上で  $\phi_{D1}^{(m)}$ ,  $\phi_{D1}^{(m)}$  は一定値として近似できる. そして, リングによる離散化を行うことにより式 (15) の離散化方程式を得ることができる. なお, 実際の計算の際に生じる特異点の処理については, 清川・大山と同じ手法によって対処した<sup>8)</sup>.

(2) 波力, 波高分布の計算

本研究では, 球体に作用する波力を, 入射波の成分, 回折波の成分および両者の和の3種類計算した. それぞれの成分を,  $F_i, F_D, F_T$  で表わし, 作用方向を添字 x, z で表わすと,

$$\left. \begin{aligned} F_{ix} &= \text{Re} \left( i\rho\sigma \int_{S_s} \phi_{i n_x} dS \cdot e^{-i\sigma t} \right) \\ F_{iz} &= \text{Re} \left( i\rho\sigma \int_{S_s} \phi_{i n_z} dS \cdot e^{-i\sigma t} \right) \\ F_{Dx} &= \text{Re} \left( i\rho\sigma \int_{S_s} \phi_{D1 n_x} dS \cdot e^{-i\sigma t} \right) \\ F_{Dz} &= \text{Re} \left( i\rho\sigma \int_{S_s} \phi_{D1 n_z} dS \cdot e^{-i\sigma t} \right) \\ F_{Tx} &= F_{ix} + F_{Dx}, \quad F_{Tz} = F_{iz} + F_{Dz} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(17)$$

で計算できる. なお,  $n_x, n_z$  はそれぞれ x, z 方向の方向余弦である.

また, 波高分布は, 次式で計算できる.

$$\left. \begin{aligned} H(r, \theta) &= \left| \frac{2i\sigma}{g} \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \phi_{D1}^{(m)}(r, 0) \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \phi_{D1}^{(m)}(r, 0) \right\} \cos m\theta \right| \quad (r \leq A) \\ &= \left| \frac{2i\sigma}{g} \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \phi_{D1}^{(m)}(r, 0) \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \phi_{D1}^{(m)}(r, 0) \right\} \cos m\theta \right| \quad (r > A) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(18)$$

(3) 要素分割数, 級数項

計算を行う際, 境界面の要素分割数, 仮想境界面の位置, フーリエ級数の項数, 減衰定常波の項数をどれくらいまで採用するかが問題となる. 本研究では, D/L が 2.4 程度までの範囲の計算を行うため, 従来の検討例<sup>8), 12)</sup> を参考にすると同時に, 詳細な予備計算を行って解の収束性を検討し, 下記のように決定した. フーリエ級数の項数は, 波力の計算においては, m=0, 1 の場合のみ計算を行えばよい. しかし, 球体表面の圧力分布, 波高分布の計算ではさらに高次項も必要となる. 本研究では, 波高分布の面からも検討を加え, m は 10 項まで採用して計算することにした. また, 減衰定常波の項数を 10

項として計算を行った。仮想境界の半径  $A$  は、 $D/L$  が 1.5 以下の条件では、 $A = a + 0.5L$ 、 $D/L$  がそれ以上の場合は、 $A = a + 1.5L$  とした。境界面の分割幅については、自由表面と底面の分割幅を  $D/L$  が 1.5 を越えるときに  $L/30$  程度に、 $D/L$  が 1.5 以下の場合は  $L/20$  程度とした。この  $L/20$  の値は、従来の計算例とほぼ等しい<sup>8),12)</sup>。また、仮想境界面の分割幅を  $h/20$ 、球体表面の分割幅を  $\pi a/20$  とした。

3. 解析方法

(1) 次元解析

回折波力の特性を定量的に評価するため、回折波力係数  $C_A$ <sup>21)</sup>、質量係数  $C_I$  を次のように定義する。なお、添字  $x, z$  はそれぞれ  $x$  方向、 $z$  方向の量を、添字  $m$  は最大値を示す。

$$\left. \begin{aligned} C_{Ax} &= \frac{F_{Dxm}}{\rho\pi D^3 \dot{u}_m/6}, & C_{Az} &= \frac{F_{Dzm}}{\rho\pi D^3 \dot{w}_m/6} \\ C_{Ix} &= \frac{F_{Txm}}{\rho\pi D^3 \dot{u}_m/6}, & C_{Iz} &= \frac{F_{Tzm}}{\rho\pi D^3 \dot{w}_m/6} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(19)$$

ここに、 $\rho$  は水の密度、 $D$  は球体の直径、 $\dot{u}, \dot{w}$  はそれぞれ  $x, z$  方向の球体の中心での加速度である。

これらの係数は、以下に示す 7 つの物理量によって支配されると考えられる。

$(D, T, h, d, H, \rho, g) \dots\dots\dots(20)$

式 (20) より次の 4 つの量を卓越無次元量として抽出することができる。

$(ka, D/h, d/h, H/h) \dots\dots\dots(21)$

式 (21) の第 1 項は、回折パラメーターで球径波長比 ( $D/gT^2$ ) に相当する項、第 2 項は球径水深比、第 3 項は相対設置水深、第 4 項は波高水深比である。

(2) 計算条件

次元解析の結果に基づいて、 $D/h$  を  $0.071 < D/h < 0.857$  の間で 8 種類、 $ka$  を  $0.1 < ka < 10.0$  の範囲で 24 種類変化させて計算を行った。球体の設置が可能な範囲は、上限を球体が静水面上に出ない範囲、下限を球体が底面につかない範囲となるが、実際の計算では、波の谷でも球体が水面上に出ないように、 $D/h$  に応じて  $d/h$  を  $0.214 < d/h < 0.964$  の間で 2~8 種類変化させた。線形理論に基づくため、 $H/h$  は後述する Morison 式中の抗力係数以外には影響を及ぼさないため、 $H/h$  は 0.014 で一定とした。計算種目は全部で 600 ケースと

なった。ただし、球体の頂部が静水面から  $L/2$  より深い位置に設置された場合は、水粒子の運動はほとんどなく、作用流体力は静水圧が支配的であるため、解析は、球体の頂部が  $L/2$  より浅い位置に設置された場合を対象とした。

(3) Morison 式

波の変形が無視できる範囲の作用波力は、Morison 式によって算定されることが多い。しかし、実際には、球体が小さくても波の変形は存在するため、回折波力の成分が、抗力にも含まれている可能性がある。この見掛けの抗力を定量的に評価するために、本研究では、 $x$  方向、 $z$  方向の作用波力の時間波形に式 (22)、(23) に示される Morison 式を適用し、同式中の波力係数を最小二乗法を使って計算した。最小二乗法の計算には、波力、流速、加速度の時間波形を、一周期を 20 分割して得られる値を使用した。

$$F_{Tx} = \frac{1}{8} C_{Dx} \rho \pi D^2 u \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{Mx} \rho \pi D^3 \dot{u} \dots\dots(22)$$

$$F_{Tz} = \frac{1}{8} C_{Dz} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{Mz} \rho \pi D^3 \dot{w} \dots\dots(23)$$

ここに、 $C_{Dx}, C_{Dz}$  は抗力係数、 $C_{Mx}, C_{Mz}$  は慣性力係数であり、 $u, w$  はそれぞれ球体の中心での  $x, z$  方向の流速である。

4. 計算結果とその考察

(1) 最大波力の特性

図-2 は、 $d/h=0.5$  の場合の  $x$  方向波力の無次元最大波力  $F_{Txm}/\rho g D^2 H$  と  $ka$  の関係を  $D/h$  をパラメーターとして示したものである。同じ  $ka$  に対する  $F_{Txm}/\rho g D^2 H$  は、 $D/h$  の大きい方が大きくなる。これは、ポテンシャル理論による作用波力は、直径の 3 乗に比例す

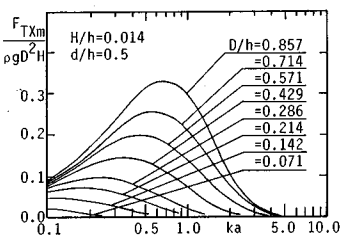


図-2  $F_{Txm}/\rho g D^2 H$  と  $ka$  の関係

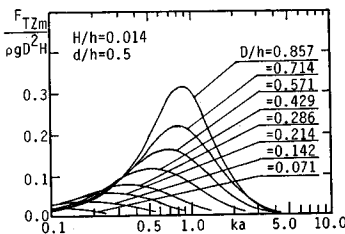


図-3  $F_{Tzm}/\rho g D^2 H$  と  $ka$  の関係

注 1)  $C_A$  は付加質量係数に相当する係数で、回折波力のみによる係数であるため、回折波力係数と命名する。一般に、付加質量係数は、入射波長に比べて構造物が大きい場合と小さい場合で定義が若干異なるが、本論では球径波長比に関係なく統一して式 (19) で定義した。球径が小さく波の変形が小さい場合には付加質量係数と一致する。

るが、波力は、直径の2乗と波高の積で無次元化されているためである。

$d/h=0.5$  に対する  $z$  方向の無次元最大波力  $F_{Tzm}/\rho g D^2 H$  と  $ka$  の関係を図-3に示す。 $F_{Tzm}/\rho g D^2 H$  が極大値をとるときの  $ka$  の値よりも小さい  $ka$  の範囲では、 $F_{Tzm}/\rho g D^2 H$  は  $x$  方向の無次元最大波力よりも小さくなる。これは水深波長比が小さくなり、鉛直方向の水粒子の運動も小さくなるためである。また、同じ  $ka$  の値に対して、 $D/h$  の大きい方が水深波長比が小さくなるため、 $D/h$  が大きくても  $F_{Tzm}/\rho g D^2 H$  が小さくなる範囲がある。

$F_{Tzm}/\rho g D^2 H$  が極大になる  $ka$  よりも大きい範囲では、水粒子の運動軌跡は円に近づくので、 $x$  方向と  $z$  方向の無次元最大波力の大きさの差は小さくなるが、 $ka$  の増加に伴い回折波力の大きさに変化が生じるため、必ずしも  $x$  方向と  $z$  方向の無次元最大波力は等しくはならない。後述するように、波力に及ぼす回折波の影響は  $x$  方向よりも  $z$  方向の方が大きいため、 $z$  方向の無次元最大波力が  $x$  方向の無次元最大波力よりも大きくなる範囲が存在する。この傾向は、 $d/h$  が小さいほど顕著である。

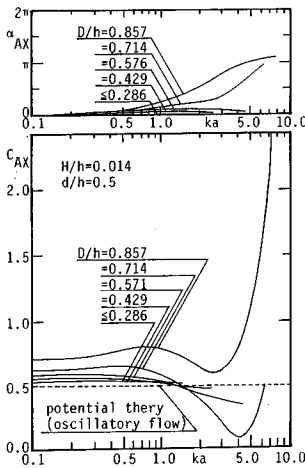


図-4  $C_{Ax}$ ,  $\alpha_{Ax}$  と  $ka$  の関係

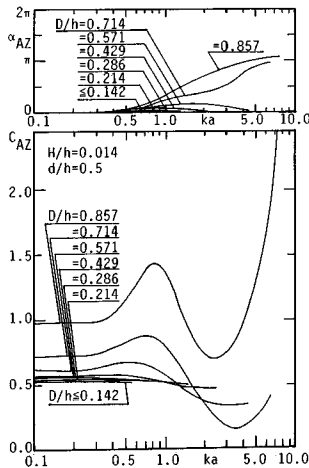


図-6  $C_{Az}$ ,  $\alpha_{Az}$  と  $ka$  の関係

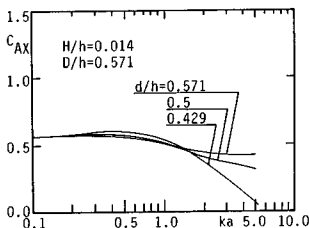


図-5  $C_{Ax}$  と  $ka$  の関係に及ぼす  $d/h$  の影響

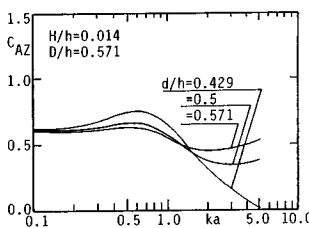


図-7  $C_{Az}$  と  $ka$  の関係に及ぼす  $d/h$  の影響

(2) 回折波力係数, 質量係数

a)  $C_{Ax}$  の特性

図-4は、 $d/h=0.5$  の場合の  $C_{Ax}$  と  $ka$  の関係を、 $D/h$  をパラメーターとして示したものであり、回折波の波力  $F_{Dx}$  と入射波の波力  $F_{Ix}$  の位相差  $\alpha_{Ax}$  と  $ka$  の関係も同時に示されている。 $C_{Ax}$  は、 $D/h$  が 0.286 より小さい場合には、 $ka$  の変化によらずほぼ一定値をとり、その値は 0.5 に非常に近く、回折波による波力  $F_{Dx}$  と入射波による波力  $F_{Ix}$  の位相差もほとんどない ( $\alpha_{Ax}=0$ )。しかし、 $D/h$  が 0.286 より大きい場合は、 $ka$  が 0.3 程度以上になると、 $C_{Ax}$  は  $ka$  の増加に伴い若干増大し、 $ka$  が 0.5~0.8 付近で極大になった後  $ka$  の増加とともに減少する。そして  $\alpha_{Ax}$  も  $ka$  によって変化する。 $C_{Ax}$  と  $\alpha_{Ax}$  が  $ka$  によって変化するのには、 $ka$  が大きくなる(球径波長比が大きくなる)と球体の存在による波の変形の影響が大きくなり、球体表面の圧力分布が、球体がない場合と比べて変化するためである。 $D/h$  が 0.714 以上の場合には、図-4からも認められるように、 $C_{Ax}$  は極小値をとった後、 $ka$  の増加に伴い再び増大する。この範囲の波力は小さくなるが(図-3参照)、 $ka$  が大きくなると波長が短くなり、水粒子の運動は静水面近傍でのみ有意な大ききさとなる。このため、式(19)

の分母の加速度が小さくなり  $C_{Ax}$  が大きくなったものである。

$ka$  が約 0.3 より小さい範囲では、 $C_{Ax}$  の値は  $D/h$  の大きい方が大きくなる。また、 $C_{Ax}$  が極大値をとる  $ka$  の値は  $D/h$  の大きい方が小さい。そして、 $\alpha_{Ax}$  も  $D/h$  の大きい方が大きく、 $D/h=0.714$  と 0.857 の場合、 $\alpha_{Ax}$  は  $\pi$  にもなる。これは、 $D/h$  が大きくなると球体の上部と自由表面の間、球体の下部と底面の間が狭くなるため、球体の上下での流速場が大きく変化し、その影響が広範囲に及ぶこと、また、 $D/h$  の大きい方が球体の上下での水粒子の運動の大きさの差が大きくなることの原因として考えられる。

次に、 $C_{Ax}$  と  $ka$  の関係に及ぼす  $d/h$  の影響について考察する。 $D/h$  が 0.143 以下の場合には、 $d/h$  による  $C_{Ax}$  の有意な差は認められないが、 $D/h$  が 0.143 より大きい場合は、 $C_{Ax}$  は、 $D/h$  が同じ値であっても、 $d/h$  によって変化する。図-5は、一例として、 $D/h=0.571$  の場合の3種類の  $d/h$  に対する  $C_{Ax}$  と  $ka$  の関係を示したものである。同図にも示されるように、 $d/h$  の小

い方が  $C_{Ax}$  の  $ka$  に伴う変化は大きくなる。これは、自由表面に近づくほど水粒子の運動が大きくなること、また、同一の波の条件のもとでも、球体の上下の水粒子の運動の大きさの差は  $d/h$  が小さいほど大きくなるためである。 $ka$  が小さい範囲 (図-5 では、 $ka < 0.7$ ) では、 $d/h$  による  $C_{Ax}$  の差は小さい。これは、 $ka$  の小さい範囲は、本研究では、水深波長比も小さくなるため、水粒子の運動の水深方向の変化が小さくなるのが原因であると考えられる。

b)  $C_{Az}$  の特性

図-6 は、 $d/h=0.5$  に対する  $C_{Az}$  と  $ka$  の関係を、 $D/h$  をパラメーターとして示したものであり、同時に、入射波による波力  $F_{Iz}$  と回折波による波力  $F_{Dz}$  の位相差  $\alpha_{Az}$  と  $ka$  の関係も示されている。 $C_{Az}$  の  $ka$  に伴う変化は、 $C_{Ax}$  の場合と良く似ているが、 $C_{Ax}$  に比べて、 $C_{Az}$  の  $ka$  に伴う変化の方が大きい。特に、 $D/h$  が大きくなるほど  $C_{Ax}$  との差が大きくなる。これは、自由表面、底面の境界が、水平方向の波力よりも鉛直方向の波力により強く影響を及ぼしているためである。そして、 $d/h$  の差による  $C_{Az}$  と  $ka$  の関係の差も  $C_{Ax}$  の場合よりも大きくなる (図-7 参照)。

c)  $C_{Ix}$  の特性

これまで、波の変形に伴う回折波力係数の大きさ、およびその特性について検討を加えてきた。しかし、実際に作用するのは、入射波による波力との和であるため、全波力の定量的な特性を明らかにしておかねばならない。

図-8 は、 $C_{Ix}$  と  $ka$  の関係を  $D/h$  をパラメーターとして示した一例であり、全波力  $F_{Tx}$  と入射波の波力  $F_{Ix}$  の位相差  $\alpha_{Ix}$  も同時に示されている。 $ka$  が 1.0 より小さい範囲では、 $F_{Ix}$  と  $F_{Dx}$  に位相差があまりないため、 $C_{Ix}$  の  $ka$  に伴う変化は、 $C_{Ax}$  の場合とよく似ている。

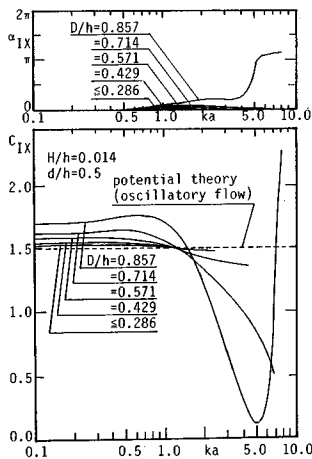


図-8  $C_{Ix}$ ,  $\alpha_{Ix}$  と  $ka$  の関係

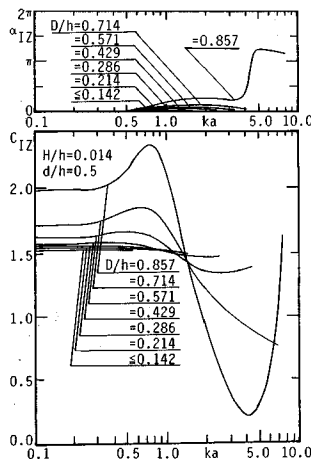


図-9  $C_{Iz}$ ,  $\alpha_{Iz}$  と  $ka$  の関係

しかし、 $ka$  が 1.0 を越えると、 $C_{Ix}$  は小さくなり、 $D/h=0.714$  と  $0.857$  の場合は、 $C_{Ix}$  の値は  $ka$  の増加に伴い急激に減少する。これは、 $C_{Ax}$  が小さくなると同時に、 $F_{Ix}$  と  $F_{Dx}$  の位相差が大きくなるためであり、 $C_{Ix}$  の  $ka$  の増大に伴う減少は、 $C_{Ax}$  が再び増加する  $ka$  の範囲でも引き続けている。ただし、 $D/h=0.857$  の場合は、 $F_{Dx}$  と  $F_{Ix}$  の位相差が  $\pi$  を越えると、 $F_{Dx}$  と  $F_{Ix}$  は互いに打ち消し合うものの、 $C_{Ax}$  が急激に大きくなるため (図-4 参照)、 $C_{Ix}$  は急激に増大する。ただし、回折波の波力  $F_{Dx}$  の絶対値が入射波の波力  $F_{Ix}$  の絶対値よりも大きくなるため、全波力  $F_{Tx}$  の位相は  $F_{Dx}$  の位相と近くなり、 $F_{Ix}$  との位相差は、図-8 にも示されるように  $\pi$  まで急増する。なお、 $D/h$  が 0.286 以下の  $C_{Ix}$  は、 $ka$  に伴う変化はほとんどなく、 $C_{Ix}$  の値は、一樣振動流中の球体に対するポテンシャル理論値 1.5 にほぼ等しい。

ここでは図示しないが、 $C_{Ix}$  に及ぼす  $d/h$  の効果は、 $C_{Ax}$  の場合と同様であり、 $d/h$  が小さい方が、すなわち、球体が自由表面に近い方が  $C_{Ix}$  の変化は大きくなる。

d)  $C_{Iz}$  の特性

$d/h=0.5$  の場合の  $C_{Iz}$  と  $ka$  の関係を、 $F_{Iz}$  と全波力  $F_{Tz}$  との位相差  $\alpha_{Iz}$  と同時に図-9 に示す。 $C_{Az}$  が極小値をとっても (図-6 参照)  $C_{Iz}$  は減少し続け、 $F_{Iz}$  と  $F_{Dz}$  の位相差が  $\pi$  を越えると  $C_{Iz}$  が増加することなど、 $C_{Iz}$  の基本的な特性は  $C_{Ix}$  とよく似ている。しかし、既述したように、 $C_{Az}$  が  $C_{Ax}$  よりも  $ka$  の変化とともに大きく変動するため、 $C_{Iz}$  の  $ka$  に伴う変化は  $C_{Ix}$  の場合よりも大きい。

e) 回折波理論が必要な範囲

回折波力の大きさは、 $C_{Ax}$ ,  $C_{Az}$  により定量的に評価できるが、 $C_{Ax}$ ,  $C_{Az}$  が小さい範囲でも回折波力と入射波の波力の位相差は大きい範囲もあり (図-4, 図-6 参照)、回折波力の卓越する範囲と、波の変形が無視できない範囲とは、必ずしも一致しない。

回折波の影響が大きくなると、波峰線が球体の後ろに回り込み、波高も変化する。また、球体に作用する波力については、回折波力係数が変化するとともに、全波力と入射波による波力の位相との間に差が生じる。したがって、波力の計算に回折波理論が必要な範囲をこれらの効果をあわせて評価する必要がある。

$x$  方向に作用する全波力  $F_{Tx}$  の時間波形は、次式のように書き直すことができる。

$$\begin{aligned}
 F_{Tx} &= F_{Txm} \sin(\sigma t + \alpha_{Ix}) \\
 &= F_{Ixm} \sin \sigma t + F_{Dxm} \sin(\sigma t + \alpha_{Ax}) \\
 &= (F_{Ixm} + F_{Dxm} \cos \alpha_{Ax}) \sin \sigma t \\
 &\quad + F_{Dxm} \sin \alpha_{Ax} \cos \sigma t \dots\dots(24)
 \end{aligned}$$

同様に,  $F_{TZ}$  は次式のように書ける.

$$F_{TZ} = -F_{TZm} \cos(\sigma t + \alpha_{IZ}) \\ = -(F_{IZm} + F_{DZm} \cos \alpha_{AZ}) \cos \sigma t \\ + F_{DZm} \sin \alpha_{AZ} \sin \sigma t \dots\dots\dots (25)$$

式 (24) と式 (25) の最終式の右辺第 2 項は, 回折波力と入射波の波力の位相差によって作用する見掛けの抗力に相当する. ここで, 両式の第 1 項の係数に対する第 2 項の係数の比で与えられる  $r_x, r_z$  を定義する.

$$r_x = \frac{F_{DXm} \sin \alpha_{AX}}{F_{IXm} + F_{DXm} \cos \alpha_{AX}} \dots\dots\dots (26)$$

$$r_z = \frac{F_{DZm} \sin \alpha_{AZ}}{F_{IZm} + F_{DZm} \cos \alpha_{AZ}} \dots\dots\dots (27)$$

式 (26) を使うと,  $F_{TXm}, \alpha_{IX}$  は, 次式で与えられる.

$$F_{TXm} = (F_{IXm} + F_{DXm} \cos \alpha_{AX}) \sqrt{(1.0 + r_x^2)} \dots\dots\dots (28)$$

$$\alpha_{IX} = \tan^{-1}(r_x) \dots\dots\dots (29)$$

また,  $F_{TZm}, \alpha_{IZ}$  は  $r_z$  を使うと, 式 (30), (31) で与えられる.

$$F_{TZm} = (F_{IZm} + F_{DZm} \cos \alpha_{AZ}) \sqrt{(1.0 + r_z^2)} \dots\dots\dots (30)$$

$$\alpha_{IZ} = \tan^{-1}(r_z) \dots\dots\dots (31)$$

$r_x, r_z$  は回折波力係数, 入射波と回折波の波力の位相差によって変化する量で, 式 (29), (31) に示されるよ

うに, 入射波の波力と全波力の位相差を与える. また,  $r_x, r_z$  は, Morison 式の慣性力項に対する抗力項の比にも相当する. したがって,  $r_x, r_z$  が大きくなることは, 完全流体のポテンシャル流であるにもかかわらず見掛け上抗力が作用しているような現象になる. 逆に  $r_x, r_z$  が小さくなると, 式 (28), (30) に示されるように, 全波力の最大値は, 式 (24), (25) の第 1 項の係数とほぼ等しくなるため, 両式の第 1 項のみを考慮すればよいことになる. したがって, 工学的見地より, 波力に及ぼす回折波力の影響を  $r_x, r_z$  で評価することにする. 回折波理論の適用が必要になる  $r_x, r_z$  の基準は, 既述したように, 波の変形も考慮して決定する.

図-10, 図-11 は, それぞれ  $r_x, r_z$  の  $ka, d/h$  に伴う変化を図示したものである. 図中の破線は, 球の頂部が, 静水面下  $L/2$  の位置にあることを示す. 球体がこれより深い場所にあるときは, 水粒子の運動はほとんどないため, 作用流体力は静水圧のみを考慮すればよい. 球体の設置が可能な範囲は, 上限を静水面上に球が出ない条件, 下限を球体が底面につかない条件として図中の一点鎖線の間で与えた. また,  $D/h$  が 0.143 以下の場合,  $r_x$  と  $r_z$  の値は非常に小さく, 最大でも 2% 程

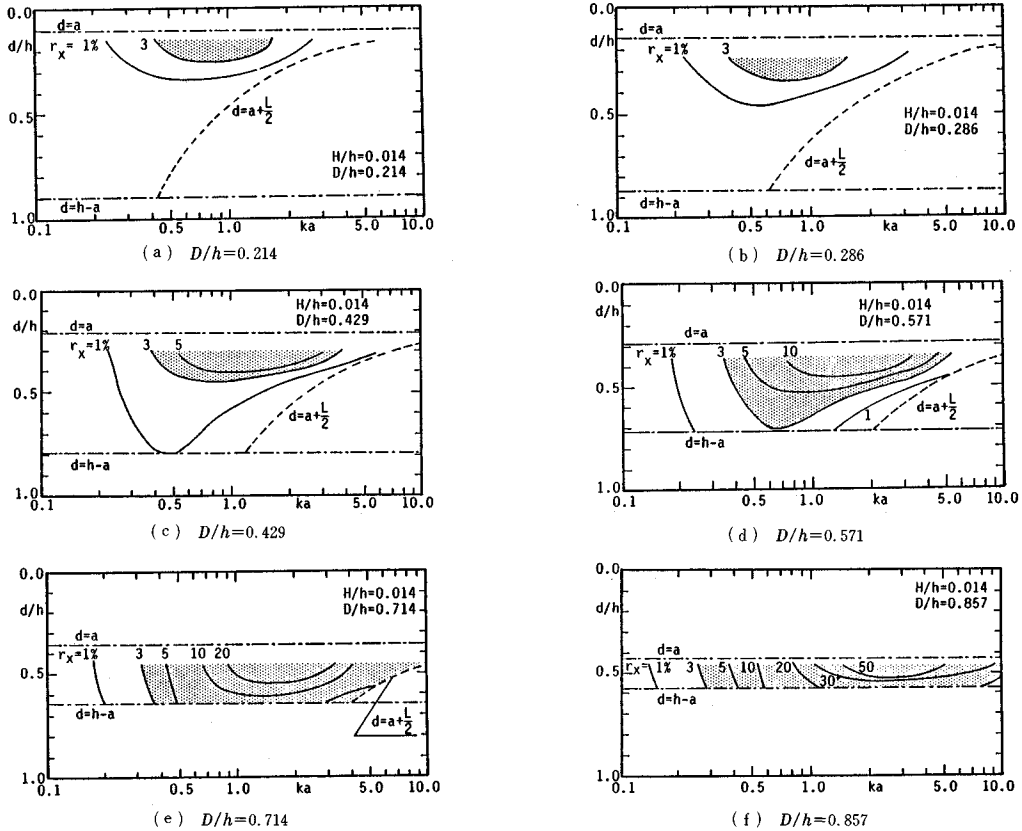
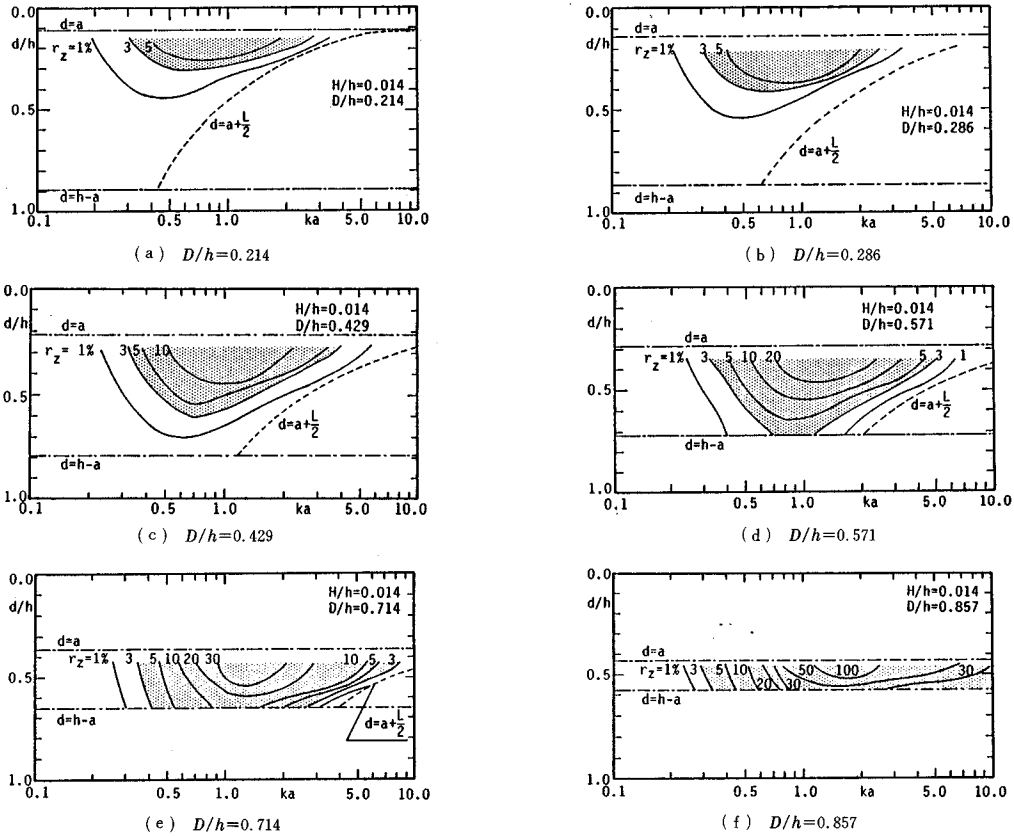


図-10  $r_x$  と  $ka, d/h$  の関係および回折波理論による計算が必要な範囲 (図中  $\square$  部)



図—11  $r_z$  と  $ka, d/h$  の関係および回折波理論による計算が必要な範囲 (図中  $\text{■}$  部)

度であるため、紙面の都合上図示していない。  
 波高の変化量と  $r_x$  と  $r_z$  の関係を調べた結果、波高の変化量が入射波高の 5% 程度になると、 $x$  方向と  $z$  方向、あるいは、 $D/h, d/h$  で多少の差はあるものの、 $r_x, r_z$  はほぼ 3% 程度になることが明らかとなった。また、 $r_x, r_z$  が 3% を越えると、波峰線が球体の背後に顕著に回り込むようになることが確かめられた。 $r_x, r_z$  が 3% 以下であれば、式 (24)、式 (25) 中の右辺第 2 項は、第 1 項に比べて非常に小さいので、作用波力を両式中の右辺第 1 項のみで計算しても工学上大きな問題はない。そこで、回折波理論が波力の計算に必要な範囲を、 $r_x, r_z$  がそれぞれ 3% 以上になる範囲として定義する。この回折波理論が必要な範囲は、図中のドットで示される範囲で表わされている。これらの図からわかるように、回折波理論による波力の算定が必要とされる範囲は、入射波長と球径の比だけでなく、球径と静水深の比、相対設置位置によっても支配され、 $D/h$  が大きいほど、あるいは、 $d/h$  が小さいほど広がる。また、 $ka$  が大きい場合、換言すれば、入射波長に比べて球径が大きい場合でも、球体の設置位置が深く、水粒子の運

動が小さくなると回折波の影響は無視できるようになる。

(3) 波力係数

回折波理論を必要としない範囲では、波の変形は小さく、Morison 式を使用する際の仮定を満たしている。したがって、揚力等の影響が非常に小さければ、波力算定式として Morison 式が適用可能である。しかし、実際に球体に作用する波力には、球径が小さい場合でも、小さいながらも回折波力の影響は含まれ、Morison 式によって作用波力を抗力と慣性力に分離する場合、抗力には、剥離渦などによる非ポテンシャル的な力のほかに回折波力が含まれている可能性がある。この影響を定量的に評価するためには、ポテンシャル流中での作用波力に Morison 式を適用した場合の波力係数の特性を明らかにしておくことが重要であると考えられる。そこで、以下に、球体に作用する全波力を Morison 式によって、式 (22) と式 (23) のように見掛けの抗力と見掛けの慣性力に分離し、同式中の波力係数の特性を、回折波力係数、質量係数と関連づけながら議論する。なお、比較のため、回折波理論が必要な範囲の波力に対しても波力係



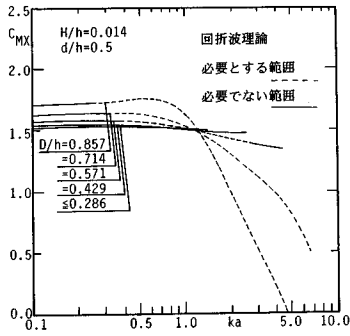


図-12  $C_{MX}$  と  $ka$  の関係

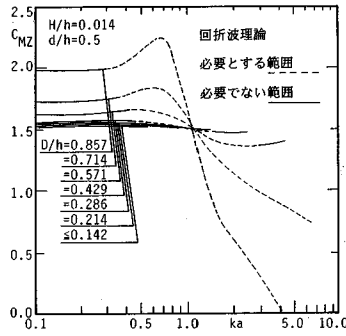


図-13  $C_{MZ}$  と  $ka$  の関係

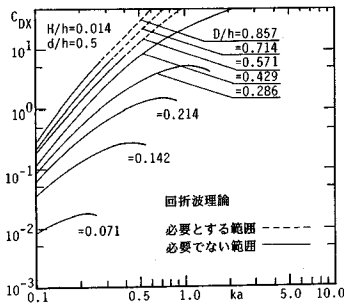


図-14  $C_{DX}$  と  $ka$  の関係

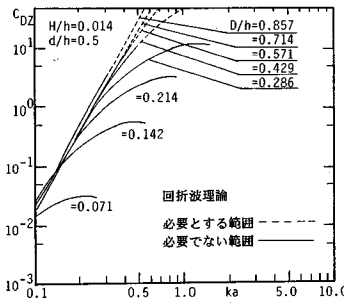


図-15  $C_{DZ}$  と  $ka$  の関係

数の計算を行うことにする。以降、見掛けの抗力、見掛けの慣性力を、それぞれ便宜上、本論では抗力、慣性力と称する。

a) 慣性力係数

図-12は、 $C_{MX}$  と  $ka$  の関係を示した一例である。回折波理論を必要としない範囲（図中、実線部）では、 $F_{DX}$  と  $F_{IX}$  の間に位相差がほとんどないため、作用波力は入射波の波力、あるいは加速度とほぼ同位相である。したがって、作用波力のほとんどすべてが慣性力として評価されるため、 $C_{MX}$  は  $C_{IX}$ （図-8 参照）とほぼ等しい。また、この範囲では、 $ka$  の変化に伴う  $C_{MX}$  の変化も小さい。しかし、回折波理論が必要な範囲（図中破線部）では、 $F_{DX}$  と  $F_{IX}$  の位相差が無視できない大きくなり、全波力と加速度の間にも位相差が生じる。そして回折波力の一部が抗力として評価され、 $C_{IX}$  と  $C_{MX}$  の値に差が生じ、図-12にも示されるように、 $C_{MX}$  は、図-8 に示される  $C_{IX}$  よりも小さくなる。

図-13は、 $C_{MZ}$  と  $ka$  の関係の一例を示したものである。同図からも認められるように、回折波の影響が小さい範囲でも、 $C_{MZ}$  の  $ka$  に伴う変化は  $C_{MX}$  の場合よりも若干大きい。これは、 $ka$  の変化に伴う  $C_{AZ}$ 、 $\alpha_{AZ}$  の変化のしかたが、 $C_{AX}$ 、 $\alpha_{AX}$  と差があるためである。

ここでは図示しないが、回折波理論を必要としない範囲では、慣性力係数  $C_{MX}$ 、 $C_{MZ}$  の  $d/h$  による有意な差は認められないことが明らかとなった。

b) 抗力係数

$C_{DX}$  と  $ka$  の関係を図-14に、また、 $C_{DZ}$  と  $ka$  の関係を図-15にそれぞれ示す。 $F_{IX}$  と  $F_{DX}$  の位相差  $\alpha_{AX}$  が  $ka$  の増加に伴い大きくなる範囲では、 $C_{DX}$  は  $ka$  の増加に伴い増大する。ただし、 $D/h$  が 0.286 以下の場合、 $C_{DX}$  は極大値をとった後、 $ka$  の増加とともにわずかに減少する。同一の  $ka$  に対して、 $C_{DX}$  は  $D/h$  が大きい方が大きくなる傾向がある。この原因として、 $D/h$  の大きい方が  $\alpha_{AX}$  が大きくなること、 $C_{AX}$  の  $ka$  に伴う変化が  $D/h$  の大きい方が大きいことが挙げられる。同図から認められるように、回折波理論を必要としない範囲の波力に対する値は、 $D/h$  が大きい場合は非常に大きい値になることがある。

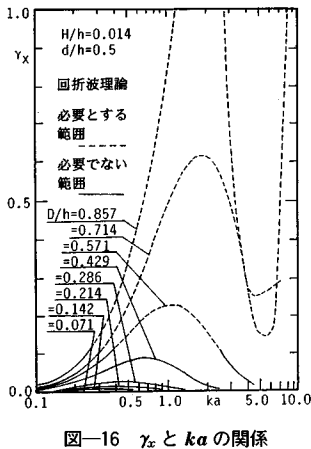
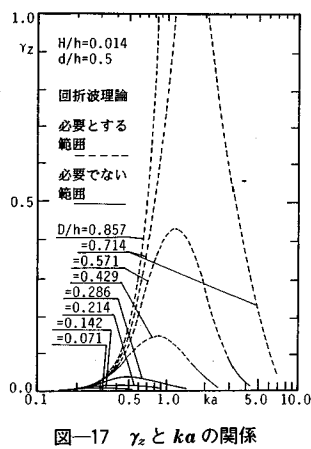
$C_{DZ}$  は、図-15にも示されているように、 $ka$  の増加につれて増大し、 $D/h$  が 0.286 以下の場合、極大値に達した後わずかに減少する。これは、

$C_{DX}$  とほぼ同じ傾向である。しかし、 $C_{DX}$  の場合と異なり、 $D/h$  が異なる値でも、同じ  $ka$  に対する  $C_{DZ}$  の値が等しくなる範囲も存在する。これは、この範囲では、 $F_{DZ}$  と  $F_{IZ}$  の位相差  $\alpha_{AZ}$  が  $\alpha_{AX}$  よりも小さく、また、 $D/h$  による差もほとんどないためである。

c) 抗力と慣性力の比

波の変形が小さくて、回折波理論を必要としない範囲の波力に、Morison 式を適用した場合の抗力係数は、 $D/h$  が大きい場合はかなり大きな値になることが明らかとなった。この抗力係数をさらに定量的に評価するために、Morison 式で分離された慣性力に対する抗力の比の特性について検討を加える。

図-16は、 $x$  方向の抗力と慣性力の比  $\gamma_x$  と  $ka$  の関係を示したものである。 $\gamma_x$  は、 $r_x$  に相当する値であるが、 $\gamma_x$  は  $r_x$  よりも大きい。これは、波力が線形理論による値であるのに対して、Morison 式は、抗力を流速の 2 乗に比例する力で表わしているため、抗力を過大評価することになるためである。 $D/h$  が 0.714 以上の場合、 $\alpha_{AX}$  が  $ka$  の増加とともに大きくなるため（図-4 参照）、回折波理論を必要としない範囲では、見掛けの抗力として評価される回折波力の割合が大きくなる。 $D/h$  が 0.714 より小さい場合は、図-4 に示される  $\alpha_{AX}$  の  $ka$  に伴う変化に対応し、 $\gamma_x$  は  $ka$  の増加とともに増大し、極大値に達したあと、 $ka$  の増加とともに減少する。また、同じ  $ka$  に対する  $\alpha_{AX}$  は、 $D/h$  が大きい方が大きく

図-16  $\gamma_x$  と  $ka$  の関係図-17  $\gamma_z$  と  $ka$  の関係

なるため、 $\gamma_x$  も  $D/h$  が大きい方が大きくなる。このように、回折波理論を必要としない範囲の波力に対して、抗力に含まれる回折波力の大きさは、最大で慣性力の約 12% 程度である。実際に球体に作用する波力には、渦の剝離などの非ポテンシャル的な力が作用するため、本計算による値とは異なると思われるが、回折波力の影響は小さいといえる。

図-17 は、 $z$  方向の抗力と慣性力の比  $\gamma_z$  と  $ka$  の関係を示したものである。 $\gamma_z$  は、 $ka$  に伴う変化、 $D/h$  による差異は、 $\gamma_x$  の場合とよく似ているが、 $\gamma_x$  に比べて  $ka$  に伴う変化が大きい。これは、回折波力係数の変化が  $x$  方向よりも  $z$  方向で変化が大きいためである。しかし、回折波理論を必要としない範囲の  $r_z$  の最大値は  $r_x$  より若干小さく、最大で約 7% 程度である。

## 5. 結 論

本研究では、ハイブリッド法に基づいた数値計算により、主に球体に作用する回折波力の特性について検討を加えてきた。本研究で得られた結論を以下に要約する。

(1)  $z$  方向の最大波力は、 $ka$  が小さい範囲では  $x$  方向の最大波力よりも小さくなる。しかし、 $ka$  が大きくなり、回折波力が大きくなると  $z$  方向の最大波力が  $x$  方向の最大波力よりも大きくなる範囲がある。

(2)  $x$  方向の回折波力係数  $C_{Ax}$ 、質量係数  $C_{Ix}$  は、 $D/h$  が 0.286 以下の範囲では、 $ka$  によらず一定である。さらに、 $D/h$  が 0.143 以下の範囲では、 $d/h$  による変化もない。そして、 $C_{Ix}$  の値は一樣振動流中の球体に対するポテンシャル理論値 1.5 にほぼ等しい。また、 $z$  方向の回折波力係数  $C_{Az}$  と質量係数  $C_{Iz}$  は、 $D/h$  が 0.143 以下の範囲で一定値となり、その値は  $C_{Ax}$ 、 $C_{Ix}$  とそれぞれ等しい。

(3)  $C_{Ax}$  と  $C_{Ix}$ 、また、 $C_{Az}$  と  $C_{Iz}$  は、 $D/h$  がそれぞれ 0.429、0.214 より大きい範囲では、 $ka$  により変化

する。さらに、 $D/h$ 、 $d/h$  によって変化し、 $D/h$  の大きい方が、また、 $d/h$  の小さい方が  $ka$  の変化に伴う  $C_{Ax}$ 、 $C_{Az}$ 、 $C_{Ix}$  と  $C_{Iz}$  の変動は大きくなる。

(4)  $C_{Ax}$  と  $C_{Az}$  が、 $ka$  の増加に伴い変化する場合、回折波の波力と入射波の波力の間に位相差が生じる。この位相差は、同じ  $ka$  の値に対して、 $D/h$  の大きい方が、また、 $d/h$  の小さい方が大きくなる。

(5) 波力の計算に回折波理論が必要な範囲は、回折波力係数、回折波の波力と入射波の波力の位相差、および波高の変化量より、図-10、図-11 で与えられる。

## 参 考 文 献

- Morison, J. R., O'Brien, M. P., Johnson, J. W. and Schaaf, S. A. : The forces exerted by surface wave on piles, Petroleum Trans. AIME, Vol. 189, pp. 149~157, 1950.
- 岩田好一郎・水谷法美：没水球体に作用する波力の特性に関する研究，土木学会論文集，第 405 号 / II -11, pp. 215~224, 1989.
- MacCamy, R. C. and Fucks, R. A. : Waveforce on piles; a diffraction theory, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No. 69, pp. 1~7, 1954.
- 清川哲志・小林 浩・日野幹雄：軸対称構造物による波の散乱と波力，土木学会論文集，第 321 号，pp. 103~112, 1982.
- Black, J. L. : Wave forces on vertical axisymmetric bodies, J. Fluid Mech., Vol. 67, Part 2, pp. 369~376, 1975.
- Fenton, J. D. : Wave forces on vertical bodies of revolution, J. Fluid Mech., Vol. 85, Part 2, pp. 241~255, 1978.
- 中村孝幸・R. T. Hudspeth：軸対称性を有する任意形状の浮体の応答計算法，愛媛大学紀要，第 III 部（工学），第 9 巻，第 4 号，pp. 375~398, 1981.
- 清川哲志・大山 巧：ハイブリッド法による軸対称構造物に作用する流体力および周辺波動場の解析，土木学会論文集，第 345 号 / II -1, pp. 131~140, 1984.
- Chakrabarti, S. K. : Wave force on submerged objects of symmetry, J. Waterways, Harbors and Coastal Div., Proc. ASCE, Vol. 99, No. WW2, pp. 147~164, 1973.
- Havelock, T. H. : The wave forces on a submerged body moving under waves, Quart. Trans. of Naval Arch., January, and in The Collected Papers of Sir Thomas Havelock on Hydrodynamics, ONR/ACR-103, pp. 590~596, 1954.
- 今井 功：流体力学（前編），裳華房，428 p., 1984.
- 中村孝幸・小野正順：面対称性を有する 3 次元物体まわりの波浪ポテンシャル問題の解析法，愛媛大学工学部紀要，第 11 巻，第 3 号，pp. 383~394, 1988.

(1988. 12. 27・受付)