

柱体列まわりの渦流れと作用波力に関する研究

中 村 孝 幸*

1. ま え が き

柱体列構造の透過性防波堤に関する研究は、現在までに数多く行われてきている。しかしながら、このような構造物による消波機構や作用波力を検討する上で重要となる柱体列まわりの渦流れを対象にした研究は少なく、その実態についてもほとんど知られていない。

ここでは、まず最初に、柱体間で発生する渦流れの特性を離散化渦モデルによる理論的な検討や流況観測実験に基づき明らかにする。これに引き続き、柱体に作用する渦力の算定を行い、波浪ポテンシャル理論による算定結果や水理実験結果などとの比較から作用波力に及ぼす渦流れの効果について考察するものである。

2. 実験装置および実験方法

実験に用いた柱体列は、図-1に示すように1辺7cmの正方ひし形柱体をその隅角部が開口部に位置するように直線的に配列したものである。この柱体列の開口率 ϵ ($=e/\lambda$, $\lambda=e+D$, e : 開口幅, D : ひし形の対角線長) には、20% と 29% の2種類のものを採用した。そして、図中に示すように柱体列の中央に位置する1柱体については、片持ち梁形式で支持し、その梁の側面に貼付けたひずみゲージにより水平波力を測定した。この際、Morison 式に基づき作用波力の抗力および慣性力への分離解析が可能となるように、岩田ら(1983)により提案されている片持梁形式の針流速計を用いて柱体間の開口部での水平流速も同時に測定した。

実験では、作用波の周期 T ならびに波高 H を各種に変化せしめ、柱体列による透過率、水平波力、開口部での水平流速を測定した。この際、柱体列背後の渦流れについてもトレーサ法により可視化してビデオカメラにより撮影して観測した。作用波の条件は、 T が 0.8~2.5 sec の範囲の7種類、 H が 2~7.5 cm の範囲の4種類である。このとき、柱体列の設置水深 h は、50 cm と一定にした。

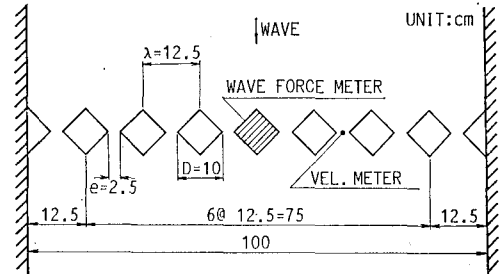


図-1 ひし形柱体列の模型 ($\epsilon=20\%$)

3. 渦流れの算定法

(1) 解析モデルおよび仮定

解析モデルおよび座標系は、図-2に示すものである。すなわち、左右対称なひし形柱体が一定間隔 λ で y 軸方向に規則的に配列され、これに x 軸の負の方向から直角入射波が作用するときの隅角部まわりに形成される渦流れについて考える。そして、本解析法では、以下のような仮定を設けている。

①柱体の隅角部より剥離するせん断層は離散的な渦糸モデルにより近似でき、柱体背後に形成される渦流れのパターンは、左右対称である。この際、渦糸モデルには、定常状態下での渦流れの算定が可能となるように、中村・久保(1988)による減衰渦糸モデルが適用できる。

②渦流れの出現により波は変形を受けず、流体場は波動運動と渦糸群によるものとの線形重ね合わせで与えられる。

③渦流れに及ぼす鉛直流速の効果は無視できる。そして、水平流速は、水深方向に平均化した代表流速で近似できる(水平2次元モデルの仮定)。

(2) 離散化渦モデルによる流れの表現

上記の②の仮定により、柱体列まわりの全速度ポテンシャル Φ_T は、式(1)で与えられる。

$$\Phi_T = \Phi_I + \Phi_D + \Phi_V + \Phi_R \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 Φ_I , Φ_D : それぞれ入射波および回折波の速度ポテンシャル, Φ_V : 渦流れを近似するための渦糸群の速度ポテンシャル, Φ_R : 渦糸群による流れが柱体列

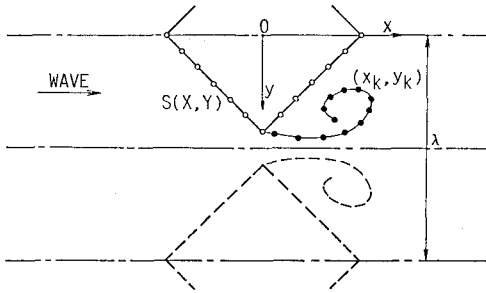


図-2 渦流れの解析モデル

表面での不透過条件を満足するように付加された速度ポテンシャルで、渦流れと柱体列の干渉効果を表す項である。

そして、 Φ_I , Φ_D は、上記③の仮定から、式(2)のように水深方向に平均化された速度ポテンシャルで表される。

$$\{\Phi_I, \Phi_D\} = \text{Real} \left[\{A_I, A_D\} \frac{\tanh(kh)}{kh} e^{-i\omega t} \right] \dots (2)$$

ここに、 A_I , A_D : それぞれ水表面における入射波および回折波の速度ポテンシャルの複素振幅、 k : 波数($=2\pi/L$, L : 波長)、 ω : 角振動数($=2\pi/T$)、 i : 時間位相に関する虚数単位、 Real : 虚数単位 i に関する複素数の実部をとることを意味する。

なお、式(2)中の Φ_D の算定には、柱体の無限配列を想定した中村・小野(1988)による Green 関数法を用いた。

また、 Φ_V は、剝離渦を表す渦糸群の速度ポテンシャルで、個々の渦糸の速度ポテンシャルを ϕ_{vk} ($k=1 \sim K$) とすると式(3)で表せる。

$$\Phi_V(x, y) = \sum_{k=1}^K \phi_{vk}(x, y; x_k, y_k) \dots (3)$$

ここに、 (x_k, y_k) : 渦糸の位置座標である。

そして、 ϕ_{vk} は、上記の仮定①の渦流れの対称性を考慮すると、図-2の $0 < y < \lambda/2$ のストリップ内に置かれた渦糸の速度ポテンシャルに相当する。そして、この ϕ_{vk} の表示式は、既に中村・楨本ら(1983)により求められており、式(4)で与えられる。

$$\phi_{vk} = \text{Re} \left[\frac{\Gamma_k}{2\pi j} \{ \log(e^{cz_k} - e^{cz}) - \log(e^{\bar{c}z_k} - e^{\bar{c}z}) \} \right] \dots (4)$$

ここに、 $z = x + jy$, $z_k = x_k + jy_k$, $c = 2\pi/\lambda$, j : 複素変数 z に関する虚数単位、 $\bar{\cdot}$: j に関する複素共役、 Re : j に関する複素数の実部をとることを意味する。また、 Γ_k : 渦糸の循環量で、中村・久保(1989)による減衰渦糸モデルによると次式で表せる。

$$\Gamma_k(\tau) = \hat{\Gamma}_k \exp(-\alpha\tau/T) \dots (5)$$

ここに、 τ : 渦糸の発生後の経過時間、 $\hat{\Gamma}_k$: 渦糸の発

生時の循環量、 α : 減衰係数である。

また、 Φ_R は、中村・楨本ら(1983)による湧き出し分布法を用いて式(6)のように表現できる。

$$\Phi_R(x, y) = \int_S f(X, Y) G(x, y; X, Y) dS(X, Y) \dots (6)$$

ここに、 (X, Y) : 湧き出し点の位置座標、 f : 湧き出しの強さ、 S : $0 < y < \lambda/2$ のストリップ内にある物体の断面曲線、 G : 同様のストリップ内における湧き出し関数で、式(7)で与えられる。

$$G = [2 \log 2 + 2c(x+X) + \log \{ \cosh \{ c(x-X) \} - \cos \{ c(y-Y) \} \} + \log \{ \cosh \{ c(x-X) \} - \cos \{ c(y+Y) \} \}] / (4\pi) \dots (7)$$

(3) 渦糸の運動方程式

隅角部より発生する渦糸の運動方程式は、その移動速度を考えて求められ、式(1)の Φ_T を用いると式(8)のように表せる。

$$\left\{ \frac{dx_k}{dt}, \frac{dy_k}{dt} \right\} = \left[\left\{ \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right\} \Phi_T - \text{Re} \left[\frac{\Gamma_k}{2\pi j} \frac{1}{z - z_k} \right] \right] \bigg|_{\substack{x=x_k \\ y=y_k}} \dots (8)$$

離散化渦モデルによる渦流れは、式(8)の運動方程式から、各時間における渦糸の位置を求めて決定でき、ここではその実際的な算定にルンゲ・クッタの第2近似による数値解法を利用した。

そして、上記の運動方程式を数値的に解く際、発生渦糸の初期位置は、物体表面より振動流の境界層厚さだけ物体表面より離れた地点とした。また、発生渦糸の初期循環量 $\hat{\Gamma}_k$ は、従来よりよく用いられている式(9)の関係から与えられるものとした。

$$\partial \hat{\Gamma} / \partial t = U_B^2 / 2 \dots (9)$$

ここに、 U_B は、境界層外縁の流速である。

(4) 作用波力の算定法

渦流れの効果を含む物体表面上の変動圧力 P_T は、式(1)の Φ_T を次式で示す圧力方程式に代入して求められる。

$$P_T = -\rho \frac{\partial \Phi_T}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho \left[\left(\frac{\partial \Phi_T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_T}{\partial y} \right)^2 \right] \dots (10)$$

ここに、 ρ : 流体密度である。

そして、1柱体に作用する x 方向の水平波力 F_x は、圧力 P_T を用いて次式により算定できる。

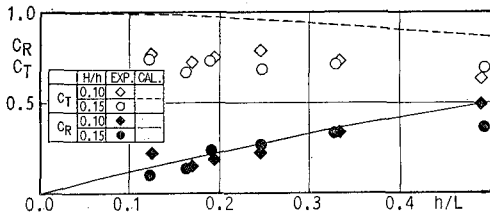
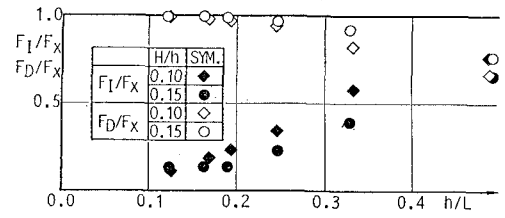
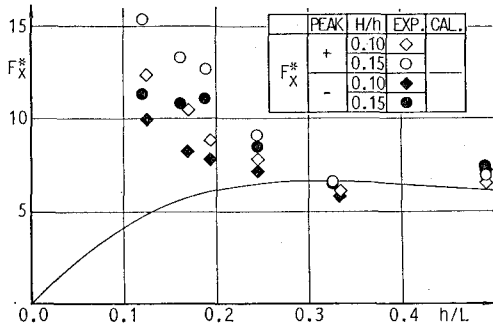
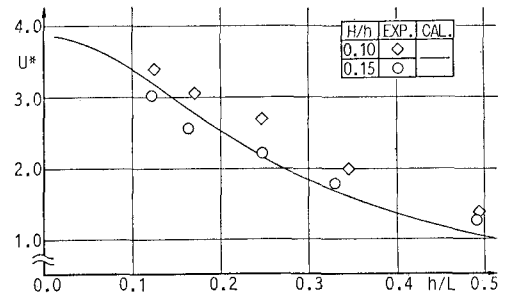
$$F_x = -2 \int_S P_T n_x ds \dots (11)$$

ここに、 n_x : S 上の単位法線ベクトルの x 成分である。

4. 渦流れを無視した算定結果と実験結果の比較

(1) 波変形と作用波力

図-3 は、代表例として開口率 $\varepsilon = 20\%$ の場合の透過

図-3 ひし形柱行列の透過率と反射率 ($\epsilon=20\%$)図-5 柱体波力に占める抗力、慣性力の割合 ($\epsilon=20\%$)図-4 ひし形柱行列に作用する水平波力; ポテンシャル理論による結果との比較 ($\epsilon=20\%$)図-6 柱行列の開口部における水平流速 ($\epsilon=20\%$)

率 C_T と反射率 C_R の実験結果と渦流れの効果を無視したポテンシャル理論 (中村・小野, 1988) による算定結果との比較を, H/h をパラメータにして, 浅水比 h/L による変化で表す. この図より, C_R については, 各開口率の場合共に実験結果と算定結果とではほぼ一致しているが, C_T については, 実験結果が算定結果を下回るなどの差異が見られる.

一方, 図-4 は, 図-3 と同様な条件下での水平波力 F_x の実験結果と渦流れの効果を無視したポテンシャル理論による算定結果との比較を示すものである. ここで F_x は, 次式の定義による無次元量 F_x^* で表示してある.

$$F_x^* = F_x / (\rho g H D^2 / 8) \quad \dots\dots\dots (12)$$

なお, 実測波力は, 正負の極大波力の大小関係等が検討できるように + および - 符号を付けて区別した.

これらの図より, F_x の実験結果は, h/L の大きな短周期波側では, ほぼポテンシャル理論による算定結果と一致するものの, h/L が減少して長周期波側の条件になると, 実測波力は算定波力を上回るようになり, ポテンシャル理論に基づく予測は困難となっている.

このような C_T や F_x に関する実験結果と算定結果との差異は, 柱体間の開口部付近で卓越して現れる渦流れなどの非ポテンシャル的な流体現象に起因するものと考えられる. 以下では Morison 式を準用して非ポテンシャル的な流体力である抗力の実態について検討してみる.

(2) 柱体に作用する抗力と慣性力

図-5 は, 柱体に作用する水平波力が, 抗力と慣性力とに分離解析した結果を示す. この際, 分離解析に必要な水平流速には, 柱体列の開口部で測定した針流速計によるものを用いた. 図中では, 極大波力 F_x に占める抗力 F_D および慣性力 F_I の割合を h/L の変化で表す. この図より, 開口部の水平流速と同位相の関係にある抗力 F_D は, h/L の小さな長周期波側で, またポテンシャル的な波力成分である慣性力 F_I は, それの大きな短周期波側で卓越することがわかる. そして, 抗力の卓越する h/L の範囲は, F_x の実測値がポテンシャル的な算定値を上回る範囲とほぼ対応しており, 図-4 に見られるような実測波力と算定波力との差は, 長周期波側で卓越する抗力の影響によるものと言えよう.

また 図-6 は, このような分離解析に用いた水平流速のポテンシャル理論による算定値と実測値との比較を示す. 図中では, 微小振幅波理論に基づく進行波による水表面での水平流速値で除した無次元流速 U^* で表示してある. この図から, 開口部の水平流速は, ポテンシャル理論によるものより多少大きくなる傾向が見られるが, 概略的には算定結果と一致していることが認められる.

(3) エネルギー逸散率

図-7 は, 図-2 に示した透過・反射率から求めたエネルギー逸散率 $E_L (=1-C_T^2-C_R^2)$ と分離解析した抗力と開口部の水平流速を用いて求めたエネルギー逸散

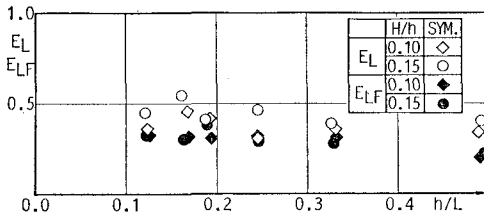
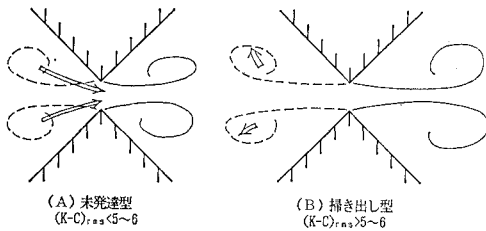
図-7 柱体列による波のエネルギー逸散率 ($\varepsilon=20\%$)

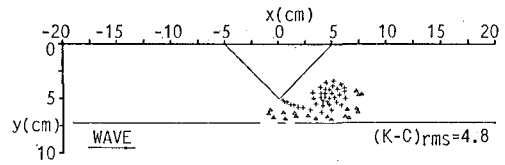
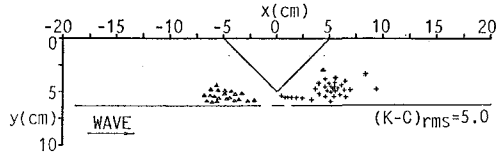
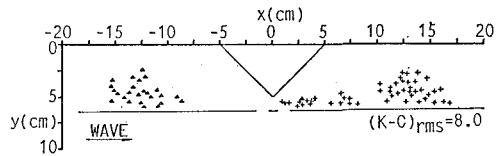
図-8 ひし形柱体列まわりの渦パターンの分類

率 E_{LF} の比較を h/L による変化で表す. この図より, E_{LF} は E_L より多少小さくなる傾向が見られるが, 概略的に両者はほぼ対応した結果となっていることが認められる. そして, 堤体列による波のエネルギー逸散量は, 上記で分離解析した抗力と密接な関係を有することや作用流体力の特性に基づきその逸散量はほぼ推定できることなどがわかる.

5. 渦流れを考慮した算定結果と実験結果の比較

(1) 柱体列まわりの流況

a) 流況の観測結果: ひし形柱体列のまわりで観測された渦流れのパターンは, 開口部の水平流速を用いて定義される Keulegan-Carpenter 数 ($=U_m T/D$, U_m : 流速振幅, 以下 K-C 数と略称する) によりほぼ分類することができ, 本実験の範囲内では図-8に示すような結果が得られた. ここで, K-C 数としては, 水平流速の水深方向における rms 値を代表流速に用いて定義される $(K-C)_{rms}$ が採用してある. 図中で (A) は, 未発達型とも言うべきもので, 渦対は左右でほぼ対称で, 逆流に際して開口部に引き戻されて消滅する特性がある. 一方, (B) は, 掃き出し型とも言うべきもので, 渦対は開口部より掃き出されて遠方に到り, K-C 数がより大きくなると渦対の左右の非対称性も強くなるなどの特性がある. また, 同一の条件下では, 透過波側の渦対の方が, 反射波側のそれよりも大規模に発達しやすいことなども確認された. なお, 本実験における $(K-C)_{rms}$ の範囲は, ほぼ 2~11, また同様に開口部での水平流速の rms 値を代表流速に, ひし形の対角線長 D を代表長

図-9 透過波側での渦流れの算定結果
($\omega t=520^\circ$, $\varepsilon=29\%$, $h/L=0.16$, $T=1.6$ sec., $H=5$ cm)図-10 透過波側での渦流れの算定結果
($\omega t=553^\circ$, $\varepsilon=20\%$, $h/L=0.25$, $T=1.2$ sec., $H=5$ cm)図-11 透過波側での渦流れの算定結果
($\omega t=547^\circ$, $\varepsilon=20\%$, $h/L=0.13$, $T=2.0$ sec., $H=5$ cm)

に用いて定義される Reynolds 数の範囲は, 8000~40000であることを付記しておく.

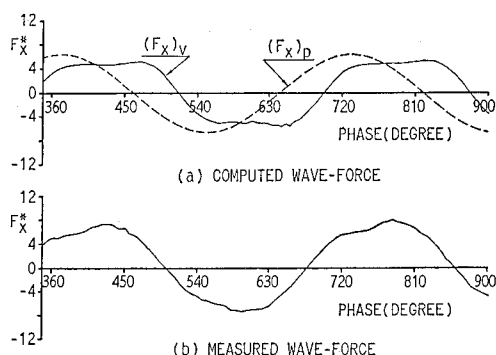
b) 流況の観測結果と算定結果の比較: 図-9~11は, 上記の (A) と (B) の渦パターンが現れる条件下での渦流れの算定例を, 渦糸の位置のプロット (図中で +印: 正循環量の渦糸, Δ 印: 負循環量の渦糸) で表す. なお, ここでは左右対称な渦対のみに限定していることから, その半分の領域について示した.

これらの図から, K-C 数が 5 程度以下では, 前半周期に発生した渦糸が透過波側での渦の形成の際に引き戻されるパターン (図-9) となることや, K-C 数が 5 程度以上では, 発生渦が十分に発達して遠方に到るパターン (図-11) になるなど観測結果の特性をほぼ再現していることがわかる. そして, K-C 数が 5 程度の図-10の場合, 上記の 2 つのパターンの中間的なものになっていることも認められる.

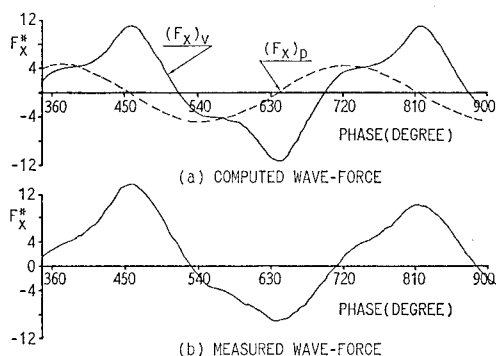
なお, これらの算定では, 式 (5) の循環量の減衰係数 α には, 中村・久保 (1988) による実験結果の平均値 2.3 が適用できるものとした. そして, このような α の値を用いる時, ほぼ波の 1 周期の経過後において定常状態下での渦流れが出現することを確認しており, ここに付記しておく.

(2) 柱体に作用する波力

図-12, 13 は, それぞれ 図-10, 11 の渦流れのシ



図—12 柱体波力の時間波形の算定結果と実測結果
($\epsilon=20\%$, $(K-C)_{rms}=5.0$, $T=1.2$ sec., $H=5$ cm)



図—13 柱体波力の時間波形の算定結果と実測結果
($\epsilon=20\%$, $(K-C)_{rms}=8.0$, $T=2.0$ sec., $H=5$ cm)

ミュレーション結果に基づき求めた波力時間波形の算定結果 $(F_x)_v$ と実測結果との比較を示すもので、図中には渦流の効果を見無視したポテンシャル理論による算定結果 $(F_x)_p$ についても付記した。これらの図より、 $(F_x)_v$ は、双峰性の波形を示し、 $K-C$ 数が大きくなると 図—13 に見られるように、第2番目のピークが、 $(F_x)_p$ と同位相関係にある第1番目のピークを上回るようになるなど実測結果の変動傾向とよく一致していることがわかる。そして、この第2番目の波力ピークは、 $(F_x)_p$ がほぼ0となる位相で現れることから、渦流の効果による波力成分を表すもので、上記4.で実験的に分離した抗力の極大値に相当するものと言えよう。したがって、図—5で示されるような抗力が慣性力に比較して卓越する現象は、直接的には柱体列の背後に形成される渦流の

効果によるものであることが理論的にも確認できる。

また、柱体波力の時間波形は、 $(F_x)_v$ や実測結果に見られるように、位相が 90° 程度異なる2成分の合成波形に近いものとなっていることから、ほぼ Morison 式によっても近似的に表すことが可能なものと推測される。

6. 結 語

1) ひし形柱体列に作用する波力は、ポテンシャル理論に基づき予測することが困難で、開口部での渦流に起因して生じる抗力の効果を考慮する必要がある。そして、柱体列に作用する抗力は、波のエネルギー逸散率と密接な関係を有する。

2) ひし形柱体列の開口部の背後には、一対の後流渦が形成され、その渦パターンは開口部の流速を用いて定義される $K-C$ 数によりほぼ分類できる。そして、 $K-C$ 数の増大により、この渦対はより大規模となり、左右の非対称性も強くなる。

3) ひし形柱体列まわりの渦流は、左右非対称な渦対パターンとなる $K-C$ 数の大きな場合を除き、離散化渦モデルに基づく数値解析法を用いてほぼ再現できる。

4) ひし形柱体列に作用する波力は、離散化渦モデルに基づく解析法を用いて、時間的な変動特性や極大波力を含めてほぼ算定できる。そして $K-C$ 数が増大すると、渦流に起因する波力成分は、ポテンシャル的な波力成分を上回るようになることなどが理論的にも明らかとなった。

最後に本研究を実施するにあたり、愛媛大学4年生の白方工君には、実験およびデータ整理等に多大の尽力をいただいた。ここに記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 岩田好一朗・小山裕文 (1983): 浅海域における水平水粒子速度の簡便な算定式, 土木学会第38回年次学術講演会概要集(II), pp. 303~304.
- 中村孝幸・榎本太司・石本浩司・芝野真次 (1983): 隅角部を有する浮体構造物まわりの渦形成と作用波力の算定法, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 415~419.
- 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況の算定法, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 607~611.
- 中村孝幸・小野正順 (1988): 規則配列された沖合消波堤まわりの波浪共振の特性とその解析法, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 527~531.