

矩形断面柱体の近接に伴う微小間隙内での 共振特性に関する研究

RESONANCE IN A SMALL GAP DUE TO THE INTERACTION BETWEEN WAVES AND TWO RECTANGULAR CYLINDERS

斎藤武久¹・Guoping MIAO²・石田 啓³
Takehisa SAITOH, Guoping MIAO and Hajime ISHIDA

¹正会員 博(工) 金沢大学講師 工学部土木建設工学科 (〒920-8667 金沢市小立野2-40-20)

² Ph.D. Shanghai Jiao Tong Univ. Prof. School of Naval Architecture and Ocean Eng. (Shanghai 200030, China)

³正会員 工博 金沢大学教授 工学部土木建設工学科 (〒920-8667 金沢市小立野2-40-20)

The appearance of resonant phenomena in which the resonant force spectrums appear with sharp peaks due to interaction between waves and two rectangular cylinders with small gap has been indicated both numerically and theoretically in our previous paper¹⁾. This resonance should be considered in the construction of large offshore structure connecting with many rectangular unites.

This paper presents more details of the numerical calculation methods and the theoretical derivation, and newly shows the following characteristics of resonant phenomena; 1) The resonant phenomena appear only in the cases that two rectangular cylinders come very close. Especially, in the case of square cylinders, the resonance dose not happens when the gap width is longer than 8 percent of the gap length. 2) Non-dimensional resonant wave numbers are regardless of incident wave angles.

Key Words : resonance, rectangular cylinder, small gap, wave interaction

1. 緒 論

複数柱体周りの波動場および波力特性を対象とした研究は、これまで固有関数展開法などの理論解析および境界要素法などの数値解析により数多く行われ、柱体周りの回折散乱波特性^{2),3),4)}やトラップドモードによる共振の存在^{5),6)}などが明らかにされている。しかし、従来の研究では、柱体間の距離が比較的長い場合を対象とし、柱体同士の近接が波動場および波力特性に及ぼす影響に関して十分な知見が得られていない。これに対して、著者らは、大型の矩形断面柱体が近接する場合、柱体間の微小間隙内において、新たな共振現象¹⁾が発生することを数値解析および理論解析結果より明らかにし、例えば矩形断面柱体ユニットの連結を伴う大型の海洋構造物の建設において、ユニット間の微小間隙内で共振現象および特異な波力が発生する危険性を提示した。

本研究では、上述の数値解析法および理論解析手法をより詳細に提示すると共に、微小間隙内での基

本的な共振特性を整理し、さらに、矩形断面柱体間の間隙幅の違い、入射波の入射角の違いが共振現象の出現特性に及ぼす影響を数値解析的に検討する。

2. 数値解析手法

(1) 支配方程式および境界条件

図-1に座標系を示す。本研究では、幅 B 、長さ L の2つの矩形断面柱体が、一定水深 h 上に間隙幅 $2a$ で設置された場合を想定する。流体を非粘性・非圧縮性とし、非回転流れおよび角振動数 ω による調和運動

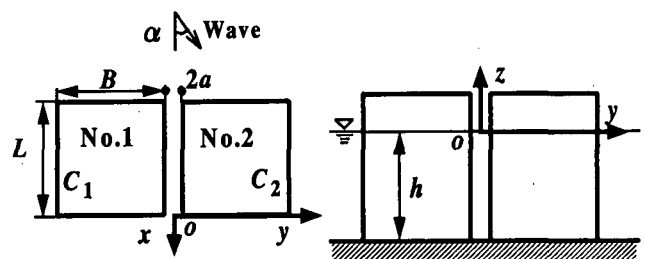


図-1 座標系 (数値解析)

を仮定すると、流体場の速度ポテンシャル Φ は入射波の速度ポテンシャル $\hat{\phi}_i$ および回折波の速度ポテンシャル $\hat{\phi}_D$ との和として、次式で記述できる。

$$\Phi = \phi e^{-i\omega t} = (\hat{\phi}_i + \hat{\phi}_D) e^{-i\omega t} \quad (1)$$

線形波理論を用い、柱体の断面が鉛直方向に変化しないことを考慮すると、 $\hat{\phi}_i$ および $\hat{\phi}_D$ はそれぞれ次式で与えられる。

$$\hat{\phi}_i(x, y, z) = \phi_i(x, y) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (2)$$

$$\phi_i(x, y) = \bar{A} e^{ik(x \cos \alpha + y \sin \alpha)}, \quad \bar{A} = -igA/\omega$$

$$\hat{\phi}_D(x, y, z) = \phi_D(x, y) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (3)$$

ここに、 k 、 A および α は入射波の波数、振幅および入射角、 i は $\sqrt{-1}$ 、 g は重力加速度を表す。

ところで、入射波の速度ポテンシャル $\hat{\phi}_i$ と同様に、回折波の速度ポテンシャル $\hat{\phi}_D$ は、水表面および水底における境界条件を満足する。このため、解析の対象は ϕ_D に関する以下の支配方程式および境界条件式からなる2次元回折波問題¹⁾となる。

$$\frac{\partial^2 \phi_D}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_D}{\partial y^2} + k^2 \phi_D = 0 \quad (\text{流体領域}) \quad (4)$$

$$\frac{\partial \phi_D}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_i}{\partial n} \quad (C_1, C_2 \text{上}) \quad (5)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial \phi_D}{\partial r} - ik \phi_D \right) = 0 \quad (\text{無限遠方}) \quad (6)$$

式中、 $\partial/\partial n$ は柱体壁面から流体内に向けて立てた単位法線ベクトルによる微分を表す。

(2) 積分方程式および離散化

湧き出し分布法により、式(4)の基本解であり、式(6)を満足する ϕ_D を次式で与える。

$$\phi_D(P) = \frac{1}{4\pi} \int_C \sigma(Q) G(P, Q) dl \quad (7)$$

$$G(P, Q) = i\pi H_0^{(1)}(kr) \quad (8)$$

$$r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}$$

ここに、 C は柱体壁面、 P および Q はそれぞれ対象点の位置および湧き出し密度 $\sigma(Q)$ の位置を表す。なお、 $G(P, Q)$ は、 $r \rightarrow 0$ で $\ln kr$ の特異性、 $r \rightarrow \infty$ で e^{ikr} の特性を持つ0次第一種のハンケル関数 $H_0^{(1)}$ を核とするグリーン関数である。以上より、 ϕ_D が満たすべき条件は式(5)のみとなり、式(7)を式(5)に代入することにより、柱体壁面上の $\sigma(Q)$ を未知数とする次の積分方程式が得られる。

$$\frac{1}{2} \sigma(P) + \frac{1}{4\pi} \int_C \sigma(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial n} dl = -\frac{\partial \phi_i(P)}{\partial n} \quad (9)$$

離散化は式(9)を柱体壁面上で N 個の線形要素に

分割することにより行い、 $\sigma(Q)$ に関する N 個の連立方程式を解くことによって流体場の ϕ を決定する。

(3) 波力の算定法

各柱体に作用する波力は、静水面下における柱体壁面にベルヌーイの定理を適用し次式で算定する。

$$F_m e^{-i\omega t} = e^{-i\omega t} \rho i \omega \int_{-h}^0 \int_{C_m} \phi(P) n dl \quad (10)$$

ここに、 $m(m=1,2)$ は対象とする柱体の番号を表し、 l は水平2次元断面上の柱体壁面境界上の距離を表す。

3. 理論解析手法および共振点の漸近解

(1) 座標系および領域分割

図-2に座標系を示すが、全領域を(i) 矩形柱体から離れた外部領域、(ii) $x=0$ および $x=-L$ 付近の間隙端部領域、(iii) 間隙内部領域へ分割する。なお、数値解析の場合と同様に、水深方向への速度ポテンシャルの変化を $\cosh k(z+h)/\cosh kh$ で与え、対象領域を2次元平面へ縮約する。

(2) 外部領域の速度ポテンシャル

微小間隙が波動場に及ぼす影響は、間隙端部あるいは間隙内で大きく、外部領域では極めて小さくなる。外部領域では図-3に示すように、2つの矩形柱体を単一矩形柱体に置き換え、さらに、点湧き出しをそれぞれの間隙端部に設けることによって間隙が外部領域に及ぼす影響を考慮する。

このとき、外部領域における速度ポテンシャル ϕ_0 は入射波 ϕ_i 、回折波 ϕ_D および点湧き出し ϕ_s の速度ポテンシャルの和として、次式で与えられる。

$$\phi_0 = \phi_i + \phi_D + \phi_s \quad (11)$$

式中、 ϕ_i および ϕ_D は式(2)および式(7)式と同様であるが、式(7)中の積分領域は単一矩形柱体壁面として定義される。また、 ϕ_s は次式で記述される。

$$\phi_s = Q_R H_0^{(1)}(kr_R) + Q_L H_0^{(1)}(kr_L) \quad (12)$$

ここに、 $Q_{R,L}$ は点湧き出しの強さを表す。なお、以降の理論展開でも同様とするが、式中の下付添え字 R と L は、それぞれ、 $(x, y) = (0, 0)$ と $(x, y) = (-L, 0)$ の

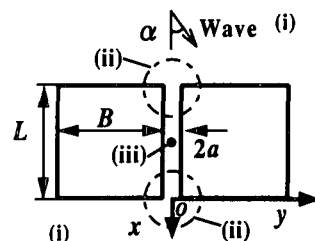


図-2 座標系 (理論解析)

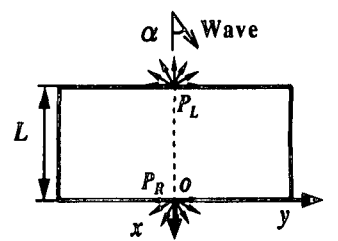


図-3 外部領域

位置での値を用いることを意味する。

次に、柱体壁面での境界条件式 $\partial\phi_0/\partial n=0$ を式(11)に課し、次の積分方程式を導く。

$$\frac{1}{2}\sigma(P) + \frac{1}{4\pi} \int_C \left(\sigma(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial n} + \frac{\partial H_0^{(1)}(kr(P)_R)}{\partial n} Q_R + \frac{\partial H_0^{(1)}(kr(P)_L)}{\partial n} Q_L \right) dl = -\frac{\partial \phi_I(P)}{\partial n} \quad (13)$$

簡単のために式(13)を行列表示する。

$$[E]\{\sigma\} + \{D_R\}Q_R + \{D_L\}Q_L = \{F\} \quad (14)$$

$$[E] = E_{ij} = \begin{cases} \frac{1}{2} & i = j \\ \frac{1}{4\pi} \int_{\Delta C_i} \frac{\partial G(P_i, Q_j)}{\partial n} dl & i \neq j \end{cases}$$

$$\{\sigma\} = \sigma_j, \quad \{F\} = -\frac{\partial \phi_I(P_i)}{\partial n}$$

$$\{D_{RorL}\} = \frac{\partial H_0^{(1)}(kr(P_i)_{RorL})}{\partial n} \quad i=1, 2, \dots, N$$

ところで、式(14)中、未知量は湧き出し密度 $\sigma(Q)$ 、湧き出し強さ Q_R と Q_L である。このため、 $\sigma(Q)$ を決定するには Q_R および Q_L に関する新たな境界条件が必要となるが、この境界条件は、後述の異なる領域間での速度ポテンシャルの漸近接合時に結果的に与えられることになる。

式(14)を $\sigma(Q)$ に関して整理し、

$$\{\sigma\} = -[E]^{-1}\{D_R\}Q_R - [E]^{-1}\{D_L\}Q_L + [E]^{-1}\{F\} \quad (15)$$

式(15)を式(7)へ代入することにより、 ϕ_D は次式で記述できる。

$$\phi_D(P) = \{T\}^T \{\sigma\} = -\{T\}^T [E]^{-1} \{D_R\} Q_R - \{T\}^T [E]^{-1} \{D_L\} Q_L + \{T\}^T [E]^{-1} \{F\} \quad (16)$$

式(16)中の $\{T\}$ は次式の行列表記を表す。

$$\{T\} = T_j = \frac{1}{4\pi} \int_{\Delta C_j} G(P, Q_j) dl \quad (17)$$

以上の結果を用いて、 ϕ_0 をテーラー展開し、 $P \rightarrow P_R$ および $P \rightarrow P_L$ への漸近を考慮すると、漸近時の外部領域の速度ポテンシャルは次式で与えられる。

$$\phi_0|_{P \rightarrow P_R} = \bar{A} - \{T_R\}^T [E]^{-1} \{D_R\} Q_R - \{T_R\}^T [E]^{-1} \{D_L\} Q_L + \{T_R\}^T [E]^{-1} \{F\} + \left(1 + \frac{2i}{\pi} \ln \frac{\gamma kr_R}{2}\right) Q_R + H_0^{(1)}(kL) Q_L \quad (18)$$

$$\phi_0|_{P \rightarrow P_L} = \bar{A} e^{-ikL \cos \alpha} - \{T_L\}^T [E]^{-1} \{D_R\} Q_R - \{T_L\}^T [E]^{-1} \{D_L\} Q_L + \{T_L\}^T [E]^{-1} \{F\} + H_0^{(1)}(kL) Q_R + \left(1 + \frac{2i}{\pi} \ln \frac{\gamma kr_L}{2}\right) Q_L \quad (19)$$

ここに、 $\ln \gamma$ はオイラー定数 0.5772157... を表す。

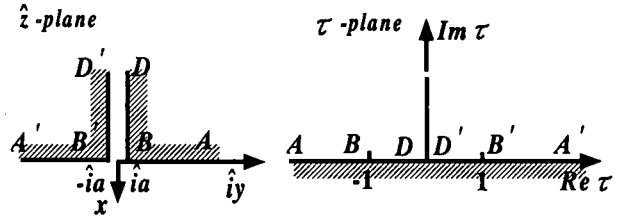


図-4 $\hat{z}$ 平面と τ 平面に関する写像変換

(3) 間隙端部領域の速度ポテンシャル

間隙端部領域の流体場は、間隙内部と外部への流体の出入として記述する。この時、間隙端部領域の速度ポテンシャル ϕ_g は、図-4 に示すシュワルツ-クリストッフエル変換⁷⁾を用いて次式で与えられる。

$$\phi_g = \text{Re} W(\tau) = \text{Re}(M \ln \tau + C) \quad (20)$$

なお、図中 $x = 0(P_R)$ 付近における間隙端部の $\hat{z}$ 平面は次式の関係により τ 平面へ写像される。

$$\hat{z} = \frac{2a}{\pi} \left[-i(\tau^2 - 1)^{\frac{1}{2}} + \ln \frac{\tau}{(\tau^2 - 1)^{\frac{1}{2}} + i} \right], \quad \hat{z} = x + iy \quad (21)$$

ところで、式(20)中、未知数は M および C (共に実数) であるが、後述する漸近接合時に課される境界条件から決定される。以下では、式(21)の関数の特性を利用し、 $x < 0$ 領域、 $x > 0$ 領域にわけて、 $x = 0(P_R)$ への漸近時の速度ポテンシャルを誘導する。

$x < 0$ 領域 ($|\hat{z}|/a$ が大きな値の場合に、 $|\tau|$ が小さな値となる領域) では、式(21)右辺をテーラー展開することにより、次式の関係が得られる。

$$\frac{\pi \hat{z}}{2a} = 1 + \ln \tau - \ln 2i + O(\tau^2) = \ln \frac{e\tau}{2i} + O(\tau^2) \quad (22)$$

$$\tau = \frac{2i}{e} e^{\frac{\pi \hat{z}}{2a}}, \quad \ln \tau = \frac{\pi \hat{z}}{2a} - \ln \frac{e}{2i}$$

式(22)を式(20)へ代入することにより次式の速度ポテンシャルが誘導される。

$$\phi_{g, x < 0} \sim \text{Re} \left(M \left[\frac{\pi \hat{z}}{2a} - \ln \frac{e}{2i} \right] + C \right) = M \frac{\pi x}{2a} - M \ln \frac{e}{2} + C \quad (23)$$

また、 $x > 0$ 領域 ($|\hat{z}|/a$ が大きな値となる場合に、 $|\tau|$ が大きな値となる領域) では、式(21)右辺をテーラー展開することにより、次式の関係が得られる。

$$\hat{z} = \frac{2a}{\pi} \left[-i\tau + O\left(\frac{1}{\tau}\right) \right] - i\tau = \frac{\pi \hat{z}}{2a} \left[1 + O\left(\frac{a}{\hat{z}}\right)^2 \right] \quad (24)$$

さらに、式(24)を式(21)へ代入することにより次式の速度ポテンシャルが誘導できる。

$$\phi_{g,x>0} \sim \operatorname{Re} \left(M \ln \frac{i\pi \hat{z}}{2a} + C \right) = M \ln \frac{\pi r}{2a} + C \quad (25)$$

なお、図-4 の $\hat{z}$ 平面で、 $x=0$ から $x=-L$ への平行移動と 180° の回転で変換された座標系を用い、同様の誘導過程から、 $x=-L(P_L)$ の間隙端部での速度ポテンシャルは、式(23)および式(25)に対応して、それぞれ、式(26)および式(27)のように誘導される。

$$\phi_{g,x>-L} \sim \bar{M} \frac{\pi x}{2a} - \bar{M} \ln \frac{e}{2} + \bar{C} \quad (26)$$

$$\phi_{g,x<-L} \sim \bar{M} \ln \frac{\pi r}{2a} + \bar{C} \quad (27)$$

(4) 間隙内部領域の速度ポテンシャル

間隙内部領域の速度ポテンシャル ϕ_{g-in} は、 $2a \ll L$, B より、流体場の y 方向変化を無視し、線形波理論の一般解として次式で与える。

$$\phi_{g-in} = \bar{B} e^{-ikx} + D e^{ikx} \quad (28)$$

式(28)をテーラー展開し、 $x \rightarrow 0$ および $x \rightarrow -L$ への漸近を考慮すると、漸近時における間隙内部領域の速度ポテンシャルは次式となる。

$$\phi_{g-in} \Big|_{x=0} = (\bar{B} + D) + ik(-\bar{B} + D)x + \cdots + O(kx)^2 \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \phi_{g-in} \Big|_{x=-L} &= (\bar{B} e^{ikL} + D e^{-ikL}) \\ &+ ik(-\bar{B} e^{ikL} + D e^{-ikL})(x+L) + \cdots + O(k(x+L))^2 \end{aligned} \quad (30)$$

(5) 漸近接合による共振点の理論解および漸近解

$x = -0(P_R)$ の間隙端部において、式(18)と式(25)、式(29)と式(23)をそれぞれ漸近接合することにより、次式の関係が導かれる。

$$\bar{B} + D = C - M \ln \frac{e}{2} \quad (31)$$

$$ik(-\bar{B} + D) = \frac{\pi M}{2a} \quad (32)$$

$$A_R + R_R Q_R + H_R Q_L = C + M \ln \frac{\pi}{2a} \quad (33)$$

$$\frac{2i}{\pi} Q_R = M \quad (34)$$

ここに、式(33)中の A_R, R_R および H_R は、簡単のため次式による置き換えを行った。

$$R_R = 1 + \frac{2i}{\pi} \ln \frac{\gamma k}{2} - \{T_R\}^T [E]^{-1} \{D_R\}$$

$$H_R = H_0^{(1)}(kL) - \{T_R\}^T [E]^{-1} \{D_L\}$$

$$A_R = \bar{A} + \{T_R\}^T [E]^{-1} \{F\}$$

同様に、 $x = -L(P_L)$ の間隙端部において、次式の関係が導かれる。

$$\bar{B} e^{ikL} + D e^{-ikL} = \bar{C} - \bar{M} \ln \frac{e}{2} \quad (35)$$

$$ik(\bar{B} e^{ikL} - D e^{-ikL}) = \frac{\pi \bar{M}}{2a} \quad (36)$$

$$A_L + H_L Q_R + R_L Q_L = \bar{C} + \bar{M} \ln \frac{\pi}{2a} \quad (37)$$

$$\frac{2i}{\pi} Q_L = \bar{M} \quad (38)$$

式(37)中の A_L, R_L および H_L は、次式で置き換えた。

$$R_L = 1 + \frac{2i}{\pi} \ln \frac{\gamma k}{2} - \{T_L\}^T [E]^{-1} \{D_L\}$$

$$H_L = H_0^{(1)}(kL) - \{T_L\}^T [E]^{-1} \{D_R\}$$

$$A_L = \bar{A} e^{-ikL \cos \alpha} + \{T_L\}^T [E]^{-1} \{F\}$$

以上の式(31)から式(38)が、未知な係数と湧き出し強さを含む連立方程式となる。式中、 $\bar{B}$ および D が間隙内での波高の大きさに関係するため、 $\bar{B}$ および D が無限大になる場合が共振の発生を意味する。

そこで、式(31)から式(38)中の $M, \bar{M}, C, \bar{C}, Q_R, Q_L$ を消去し、 $\bar{B}$ および D に対する連立方程式、

$$\begin{aligned} [(1 + ka\hat{R}_R) - kaH_R e^{ikL}] \bar{B} \\ + [(1 - ka\hat{R}_L) + kaH_R e^{-ikL}] D &= A_R \\ [(1 - ka\hat{R}_L) e^{ikL} + kaH_L] \bar{B} \\ + [(1 + ka\hat{R}_L) e^{-ikL} - kaH_L] D &= A_L \end{aligned}$$

から、行列式をゼロとした式(39)に注目する。

$$\begin{aligned} [1 + (ka)^2 (\hat{R}_R \hat{R}_L - H_R H_L)] \sin kL \\ + ika(\hat{R}_R + \hat{R}_L) \cos kL - ika(H_R + H_L) &= 0 \end{aligned} \quad (39)$$

ここで、 $\hat{R}_R$ と $\hat{R}_L$ は次式による置き換えを行った。

$$\begin{aligned} \hat{R}_R \Big\} &= \left\{ \begin{aligned} R_R + \frac{2i}{\pi} \ln \frac{4a}{e\pi} &= 1 + \frac{2i}{\pi} \ln \frac{2\gamma ka}{e\pi} - \left\{ \begin{aligned} \{T_R\}^T [E]^{-1} \{D_R\} \\ \{T_L\}^T [E]^{-1} \{D_L\} \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right. \\ \hat{R}_L \Big\} & \end{aligned}$$

最終的に、式(39)の中で、 $ka \rightarrow 0$ の漸近解として、共振点は $\sin kL = 0$, $kL = n\pi (n=1,2,\dots)$ で存在することが分かる。なお、 ka を有限値とした場合

$$\begin{aligned} [1 + (ka)^2 \operatorname{Re}(\hat{R}_R \hat{R}_L - H_R H_L)] \sin kL \\ - ka \operatorname{Im}(\hat{R}_R + \hat{R}_L) \cos kL + ka \operatorname{Im}(H_R + H_L) &= 0 \end{aligned} \quad (40)$$

となり、共振点が $kL = n\pi (n=1,2,\dots)$ から移動した位置で存在することが分かる。

4. 解析結果および考察

(1) 計算の条件

本研究では、矩形柱体幅 $1/2$ の $B/2$ を代表長さとして、全ての距離の次元に対して無次元化を行なった。なお、簡単のため、以降では無次元化された矩形断面柱体の幅と長さを改めて B と L で記述する。

計算条件は、柱体の断面形状として $B=2$ に固定し、 L を $2 \sim 5$ の範囲で適宜変化させた。また、間隙幅は B の $1 \sim 20\%$ の範囲で変化させ、入射波は無次元波数 kL を $0.5 \sim 6.4$ (波長は $12.56L \sim 0.98L$ に相当) の範囲を 0.1 間隔で変化させた。なお、矩形断面柱体の壁面分割個数 N は 40 とし、無次元水深を 10 とした。さ

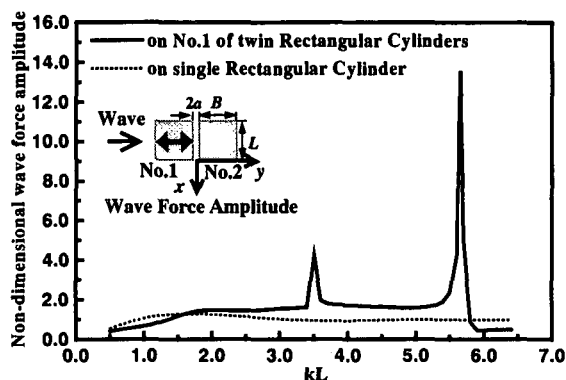


図-5 No1柱体に作用するy方向波力振幅 ($B=L$, $2a=0.01B$, $\alpha=90^\circ$)

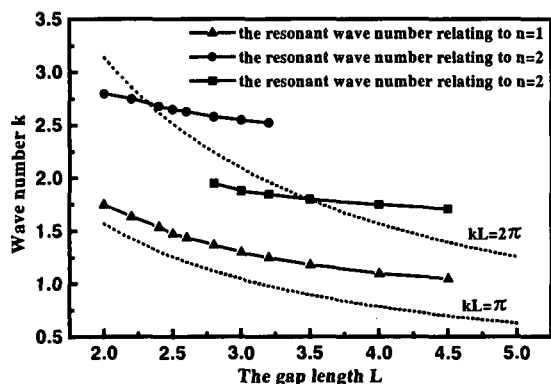


図-7 共振点の移動特性 ($2a=0.01B$, $\alpha=0^\circ, 90^\circ$)

らに、波力は $2\rho g A h D (\tanh kh / kh)$ (D には、矩形断面柱体の幅 B あるいは長さ L のうち、入射波に対向する方を用いる)で正規化した。

(2) 微小間隙内における共振特性

図-5に、 $B=L$, $\alpha=90^\circ$ の場合の kL と y 方向無次元波力振幅の関係を示す。図中、実線が2つの矩形断面柱体の場合であり、点線は比較のために計算した単一矩形断面柱体の場合である。図より、 $kL=3.5$ および $kL=5.7$ といった特定の kL で y 方向波力振幅に鋭い極値が生じている。さらに、 $kL=3.5$ の場合のNo.1柱体壁面での水面振幅分布(入射波振幅で正規化)を図-6に示す。本研究では線形理論を用いているため値は極めて大きくなるが、間隙内では中央で凸な水面振幅が発生しており、特定の kL での波力振幅の極値の発生が、間隙内での共振現象の発生に起因していることが確認できる。なお、共振の発生条件が kL の値に依存し、特に $kL=n\pi$ ($n=1,2,\dots$)付近として記述できることは、理論解析による $ka \rightarrow 0$ の漸近解と定性的に一致する。また、共振の発生条件が間隙幅の値で記述できるトラップドモードとは異なる新たな共振現象であることが分かる。

図-7に共振発生時の k と L の関係を示す。図より、 $ka \rightarrow 0$ の漸近解 $kL=n\pi$ ($n=1,2,\dots$)に対して、 $n=1$ 付近で共振点は高周波側へ移動することが分かる。また、

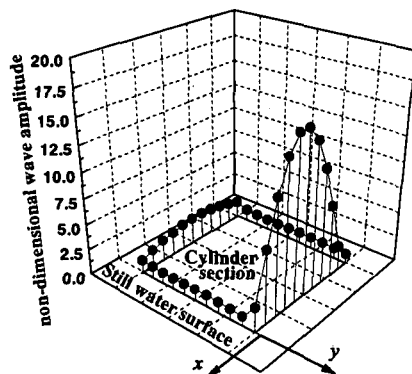


図-6 No1柱体周辺の水面振幅 ($B=L$, $2a=0.01B$, $kL=3.5$, $\alpha=90^\circ$)

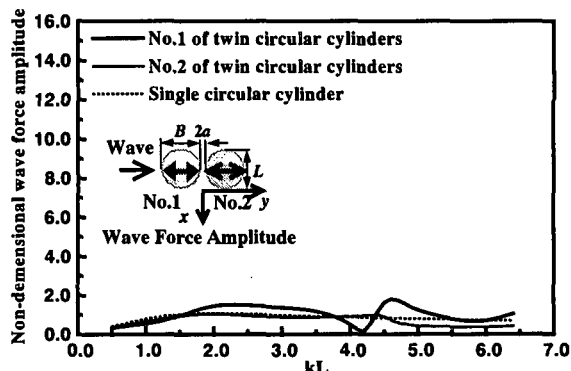


図-8 円柱体に作用するy方向波力振幅 ($\alpha=90^\circ$)

$n=2$ 付近では、共振点の出現特性は複雑で、漸近解に対して、共振点は低周波側および高周波側のどちらの領域へも移動することが分かる。さらに、柱体形状の違いによる共振現象の出現特性の違いを比較するため、2つの円柱に作用する波力の計算結果を図-8に示す。この際、間隙幅は円柱中心間を結んだ直線上の間隙幅を $2a$ として与えた。図より、円柱の場合には、矩形断面柱体の場合に見られた波力の鋭い極値が現われないことが分かる。以上より、この共振現象は、矩形断面柱体の近接に伴う微小間隙内で発生することが確認できる。

次に、 $B=L$, $\alpha=90^\circ$ とし、間隙幅の変化に伴う共振点の出現特性を図-9に示す。なお、図はNo.1柱体に作用する y 方向無次元波力特性を間隙幅別に示

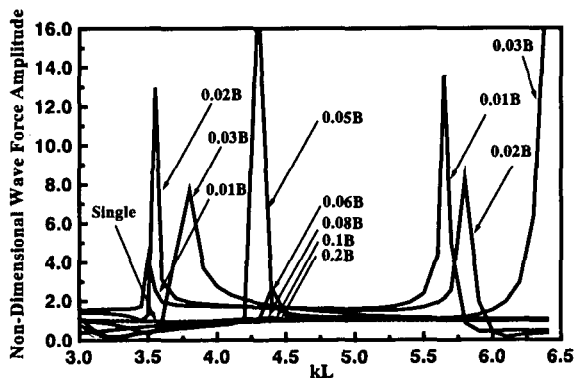


図-9 間隙幅の変化に伴う波力特性 ($B=L$, $\alpha=90^\circ$)

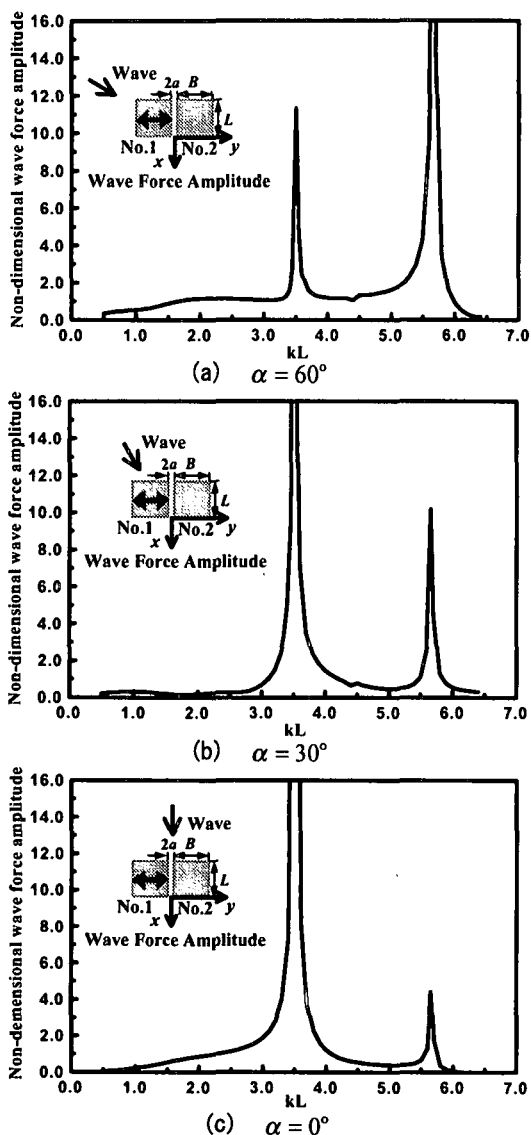


図-10 入射波の入射角の変化に伴うNo1柱体に作用するy方向波力振幅 ($B=L$, $2a=0.01B$)

したものである。図より、間隙幅の増加と共に、共振点は高周波側へ移動することが分かる。また、間隙幅が $0.08B$ を超えた場合、波力振幅に極値は現われず、矩形断面柱体同士の極端な近接が間隙内での共振現象の発生に起因することが確認できる。

さらに、 $B=L$, $2a=0.01B$ とし、入射角 α の変化に伴う共振点の出現特性を図-10に示す。図-5に示した $\alpha=90^\circ$ の場合を含め、 $\alpha=60^\circ\sim 0^\circ$ の全ての場合に共振現象は $kL=3.5$ および $kL=5.7$ で発生し、間隙幅が同一な場合、微小間隙内での共振現象の発生は、入射波の入射角に依存しないことが分かる。

5. 結 論

本研究では、矩形断面柱体同士の近接に伴う微小間隙内での共振特性に関して、湧き出し分布法を用

いた数値解析法を提示し、さらに、漸近接合を用いた共振の発生条件の理論解析手法および間隙幅をゼロへ漸近した場合の漸近解を詳細に示した。また、数値解析結果および共振点の漸近解を用いて、間隙幅が同一な場合に、微小間隙内での共振特性の基本的な特徴を以下のように整理することができた。

- 1) 矩形断面柱体同士の近接に伴う微小間隙内での共振現象の発生は、間隙長さ L による無次元波数 kL によって記述できる。
- 2) 微小間隙内での共振点は、間隙幅をゼロへ漸近した漸近解 $kL=n\pi$ ($n=1,2,\dots$) に対して、 $n=1$ の場合には高周波側へ移動し、 $n=2$ の場合では高周波側あるいは低周波側のどちらへも移動する。
- 3) 円柱同士が近接した場合、特定の kL で波力振幅に鋭い極値は発生せず、矩形断面柱体同士の近接の場合に確認されたような共振現象は発生しない。

さらに、矩形断面柱体間の間隙幅の違い、入射波の入射角の違いが、微小間隙内での共振現象の出現特性に及ぼす影響を数値解析的に検討し、特に $L=B$ の場合、以下のことが明らかになった。

- 4) 間隙幅の増加と共に、微小間隙内での共振現象の発生条件は入射波がより高周波の場合へ移動する。
- 5) 間隙幅が $0.08B$ よりも大きくなる場合、微小間隙内において共振現象は発生しない。
- 6) 間隙幅が同一な場合、共振発生時における kL の値は入射波の入射角に依存しない。

参考文献

- 1) Miao, G.P., Saitoh, T. and Ishida, H.: Water wave interaction of twin large scale caissons with small gap between, *Coastal Engineering Journal*, Vol.43, No.1, pp.39-58, 2001.
- 2) Linton, C.M. and Evans, D.V.: The interaction of waves with a arrays of circular cylinders, *J. Fluid Mech.*, Vol.215, pp.549-569, 1990.
- 3) Kim, M.H.: Interaction of waves with N vertical circular cylinders, *J. Waterway, Port, Coast., and Oc. Engrg.*, ASCE, Vol.119, No.6, pp.671-689, 1993.
- 4) Fernyhough, M. and Evans, D.V.: Scattering by a periodic array of rectangular blocks, *J. Fluid Mech.*, Vol.305, pp.263-279, 1995.
- 5) Evans, D.V. and Porter, R.: Trapped modes about multiple cylinders in a channel, *J. Fluid Mech.*, Vol. 339, pp.331-356, 1997.
- 6) Maniar, H. D. and Newman, J.N.: Wave diffraction by a long array of cylinders, *J. Fluid Mech.*, Vol.339, pp.309-330, 1997.
- 7) Mei, C.C.: *The applied dynamics of ocean surface waves*, World Scientific, Singapore, pp.199-206, 1989.