

ケーソン防波堤連結目地内での流体共振スペクトル

FREQUENCY RESPONSE CURVES ON WATER SURFACE ELEVATIONS IN NARROW GAPS AT JOINT PARTS OF A CAISSON-TYPE BREAKWATER

斎藤武久¹・國田 治²・Guoping MIAO³・石田 啓⁴

Takehisa SAITOH, Osamu KUNITA, Guoping MIAO and Hajime ISHIDA

¹正会員 博(工) 金沢大学大学院助教授 自然科学研究科 (〒920-8667 金沢市小立野2-40-20)

²正会員 三井共同建設コンサルタント (〒169-0075 東京都新宿区高田馬場1-4-15)

³ Ph.D. Shanghai Jiao Tong Univ. Prof. School of Naval Architecture and Ocean Eng. (Shanghai 200030, China)

⁴正会員 工博 金沢大学大学院教授 自然科学研究科 (〒920-8667 金沢市小立野2-40-20)

Fluid motions of water surface elevations in narrow gaps at joint parts of a caisson-type breakwater are investigated by theoretical considerations and laboratory experiments. It has been reported that wave heights in such as the narrow gaps extremely increased in the cases of specific incident wave conditions. From the viewpoint of an occurrence of fluid resonance, we examine to derive frequency response curves on the water surface elevations in the gaps by use of an asymptotic matching method under a linear water wave theory. Then, we discuss the change of non-dimensional resonant wave numbers when the wave heights in the gaps approach their maximums with different rates of a gap width and a gap length by a systematic calculation of the frequency response curves. Consequently, the theoretical non-dimensional resonant wave numbers obtained from the curves have agreed well with the experimental ones. And the variation of non-dimensional resonant wave numbers with the different rates has been quantitatively evaluated by a regression curve.

Key Words : Frequency response curves, narrow gap, caisson-type breakwater

1. 緒 論

ケーソン式海岸構造物連結目地内での流体運動特性を正確に把握することは、目地内での主要な外力を評価するために必要不可欠であり、連結目地に関連した事故防止のため、重要な課題の1つである^{1),2)}。これに関連して、著者ら^{3),4)}は、ケーソン防波堤連結目地内の流体運動特性に着目し、漸近接合法を用いた理論解析および室内実験による検討から、目地内ではケーソン同士の近接効果により、流体共振現象が発生すること、流体共振発生時の目地内波高は、室内実験スケールにおいて、静穏時入射波高の7倍を超えるなど、目地内の流体運動に伴う多くの危険性を明らかにしてきている。特に、小規模な室内実験結果では、流体の粘性効果を過度に評価することになり、目地内波高を安全側に予測する傾向がある。このため、現地スケールでは、流体共振によって幾何縮尺以上の目地内波高増幅が予想される。

一方、このような流体共振現象を回避するためには、流体共振の発生条件を的確に予測することが重要となる。そこで、本研究では、目地内水面変位が最大となり流体共振が最も顕著となる共振発生条件の解明を目的に、上述の理論解析手法を発展させ、任意の目地幅に対応できる目地内水面変位の流体共振スペクトルを新たに誘導する。また、実験結果との比較から本解析手法の妥当性を検討する。さらに、目地幅と目地長さとの比からなる形状比を変化させて流体共振スペクトルを系統的に計算し、形状比の変化に伴う流体共振の発生条件を明らかにする。

2. 理論展開

図-1(a)に座標系を示す。本研究では、幅 B および目地長さ L のケーソンが、一定水深 h 上に目地幅 $2a$ で無限配置され、入射波がケーソンへ直角に入射する場合を想定する。なお、目地内の最も基本的な流体

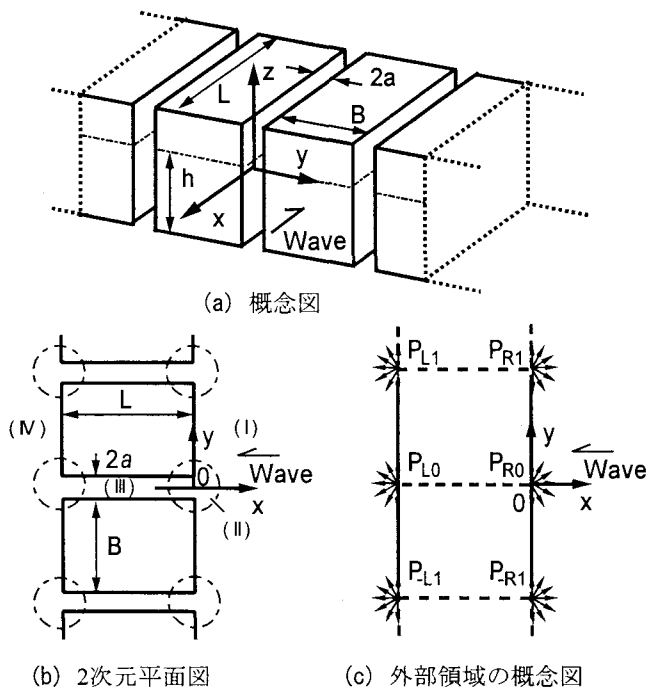


図-1 座標系

運動を解析し、その特性を把握するため、線形ポテンシャル理論を用いる。このとき、流体場の速度ポテンシャル Φ は角振動数 ω の調和運動を仮定し、 $\Phi(x, y, z, t) = \hat{\phi}(x, y, z)e^{-i\omega t}$ により記述できる。ここで、 $\hat{\phi}(x, y, z)$ は、入射波および壁面からの反射波や目地からの擾乱波による速度ポテンシャルの和であり、入射波の速度ポテンシャル $\hat{\phi}_i$ は次式で与えられる。

$$\hat{\phi}_i(x, y, z) = \phi_i(x, y) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (1)$$

$$\phi_i(x, y) = \bar{A}e^{-ikx}, \quad \bar{A} = -\frac{\hat{ig}H}{2\omega}, \quad \hat{i} = \sqrt{-1} \quad (2)$$

式中、 H は入射波の波高、 g は重力加速度、 k は波数を表す。さらに、入射波以外の速度ポテンシャル $\hat{\phi}_i$ は、ケーソンの断面が鉛直方向に変化しないことを考慮し、入射波と同様な z 方向への変数分離を用いて次式で定義する。

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

この場合、式(3)は水面および水底の境界条件を満足するため、上述の境界値問題は図-1(b)に示す2次元問題として取り扱うことが可能となる。

続いて、斎藤ら⁴⁾にしたがい、まず、図-1(b)の全領域を、(I)ケーソン前面外部領域、(II)目地端部領域、(III)目地内部領域、(IV)ケーソン背後外部領域に分割する。次に、各領域の速度ポテンシャルを定義し、隣接する領域への漸近速度ポテンシャルを誘導する。さらに、隣り合う領域間の漸近速度ポテ

ンシャルを項別に等値し、定義した各領域の速度ポテンシャル内の未知数を決定する。目地内水面変位に関する流体共振スペクトルは、上述の未知数を用いて、目地内部領域の速度ポテンシャルより誘導される。なお、上述の漸近速度ポテンシャルの誘導および項別等値を用いた未知数に関する連立方程式の誘導は斎藤ら⁴⁾に詳しいが、本研究で新たに誘導する流体共振スペクトルは、上述の誘導過程を踏まえて理論展開されるため、その過程も簡潔に示しながら、流体共振スペクトルの誘導過程を以下に示す。

(1) 外部領域の速度ポテンシャル

外部領域では図-1(c)に示すように、目地を取り除いた連続直立壁上に点湧き出しを設けることによって、目地が外部領域に及ぼす影響を考慮する。このとき、ケーソン前面外部領域(I)の $\hat{\phi}_i$ は直立壁からの反射波 $\phi_R(x, y)$ および点湧き出し $\phi_S(x, y)$ の和として次式で定義する。

$$\phi_i(x, y) = \phi_R + \phi_S = \bar{A}e^{ikx} + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} Q_{Rm} H_0^{(1)}(kr_{Rm}) \quad (4)$$

式中 $H_0^{(1)}(kr_{Rm})$ は0次第一種ハンケル関数を表し、 Q_{Rm} は P_{Rm} 上の点湧き出しの強さ、 r_{Rm} は P_{Rm} から対象点までの距離を表す。なお、 $\phi_S(x, y)$ は入射波と直交する壁面上に等間隔に配置されるため、対称性を利用し、未知数として同一の湧き出し強さ Q_R を用いると、ケーソン前面外部領域の速度ポテンシャル ϕ_O は次式へ変形される。

$$\phi_O = \phi_i + \phi_R + \phi_S = 2\bar{A} \cos kx + Q_R \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_0^{(1)}(kr_{Rm}) \quad (5)$$

さらに、上述の対称性より、 x 軸上の目地のみに着目し、式(5)を P_{R0} 上の湧き出し点へ漸近展開すると、漸近速度ポテンシャルは次式のように誘導できる。

$$\phi_O|_{P \rightarrow P_{R0}} = 2\bar{A} + Q_R \left(1 + \frac{2i}{\pi} \ln \frac{\gamma kr}{2} + 2 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_0^{(1)}(kmd) \right) \quad (6)$$

式中、 $d = B + 2a$ 、 γ はオイラー一定数を表す。

一方、ケーソン背後外部領域(IV)では、速度ポテンシャルは点湧き出しのみの次式で定義する。

$$\phi_O = \phi_S = Q_L \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_0^{(1)}(kr_{Lm}) \quad (7)$$

また、式(6)の場合と同様に、 P_{L0} 上の湧き出し点への漸近速度ポテンシャルは次式のように誘導できる。

$$\phi_O|_{P \rightarrow P_{L0}} = Q_L \left(1 + \frac{2i}{\pi} \ln \frac{\gamma kr}{2} + 2 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_0^{(1)}(kmd) \right) \quad (8)$$

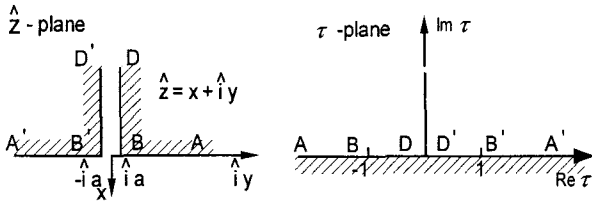


図-2 写像変換

(2) 目地端部領域の速度ポテンシャル

目地端部領域の速度ポテンシャルは、図-2に示すシュワルツークリストッフ変換⁵⁾

$$\hat{z} = \frac{2a}{\pi} \left[-\hat{i}(\tau^2 - 1)^{\frac{1}{2}} + \ln \left(\tau / \left((\tau^2 - 1)^{\frac{1}{2}} + \hat{i} \right) \right) \right] \quad (9)$$

$$\hat{z} = x + \hat{i}y = re^{i\theta}$$

を用いて次式で定義する。

$$\phi = \text{Re} W(\tau) = \text{Re}(M \ln \tau + C) \quad (10)$$

式(10)の中で、未知数は M と C （共に実数）である。また、 Re は実部をとることを意味する。以下、式(9)の関数特性を利用し、 x の負領域、正領域にわけて $x=0$ への漸近速度ポテンシャルを誘導する。

x の負領域（ $|\hat{z}|/a$ が大きな値の場合に、 $|\tau|$ が小さな値となる領域）では、式(9)右辺を漸近展開することにより、次式の関係が得られる。

$$\frac{\pi \hat{z}}{2a} = 1 + \ln \tau - \ln 2\hat{i} + O(\tau^2) = \ln \frac{e\tau}{2\hat{i}} + O(\tau^2) \quad (11)$$

$$\tau = \frac{2\hat{i}}{e} e^{\frac{\pi \hat{z}}{2a}}, \quad \ln \tau = \frac{\pi \hat{z}}{2a} - \ln \frac{e}{2\hat{i}} \quad (12)$$

式(12)の関係を式(10)へ代入することにより次式の漸近速度ポテンシャルが誘導される。

$$\begin{aligned} \phi_g|_{x<0} &\sim \text{Re} \left(M \left[\frac{\pi \hat{z}}{2a} - \ln \frac{e}{2\hat{i}} \right] + C \right) \\ &= M \frac{\pi x}{2a} - M \ln \frac{e}{2} + C \end{aligned} \quad (13)$$

また、 x の正領域（ $|\hat{z}|/a$ 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(9)右辺を漸近展開することにより、次式の関係が得られる。

$$\hat{z} = \frac{2a}{\pi} \left[-\hat{i}\tau + O\left(\frac{1}{\tau}\right) \right], \quad -\hat{i}\tau = \frac{\pi \hat{z}}{2a} \left[1 + O\left(\frac{a}{\hat{z}}\right)^2 \right] \quad (14)$$

x の負領域の場合と同様に、式(10)へ代入することにより次式の漸近速度ポテンシャルが誘導できる。

$$\phi_g|_{x>0} \sim \text{Re} \left(M \ln \frac{\hat{i}\pi \hat{z}}{2a} + C \right) = M \ln \frac{\pi r}{2a} + C \quad (15)$$

なお、図-2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、上述と同様の誘導過程から、 $x=-L$ における目地端部での漸近速度ポテンシャルは、未知数 $\bar{M}$ および $\bar{C}$ を用いて類似した関係式として誘導される。

(3) 目地内部領域の速度ポテンシャル

目地内部領域の速度ポテンシャルは、 $2a \ll L$ 、 B より、流体場の y 向変化を無視し、線形波理論の一般解として次式で定義する。

$$\phi_{g-in} = \bar{B} e^{-ikx} + D e^{ikx} \quad (16)$$

式中 $\bar{B}$ および D は目地内の流体運動振幅に関する未知数である。式(16)を $x=0$ および $x=-L$ へ漸近展開すると、目地内部領域の漸近速度ポテンシャルは次式のように誘導される。

$$\phi_{g-in}|_{x \rightarrow 0} = (\bar{B} + D) + ik(-\bar{B} + D)x + \dots + O(kx)^2 \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \phi_{g-in}|_{x \rightarrow -L} &= (\bar{B} e^{ikL} + D e^{-ikL}) \\ &+ ik(-\bar{B} e^{ikL} + D e^{-ikL})(x+L) + \dots + O(k(x+L))^2 \end{aligned} \quad (18)$$

(4) 速度ポテンシャル内における未知数の算定

および流体共振スペクトル

$x=0$ の目地端部において、式(6)と式(15)、式(13)と式(17)をそれぞれ項別に等値することにより、次式の関係が導かれる。

$$\bar{B} + D = C - M \ln \frac{e}{2} \quad (19)$$

$$\hat{i}k(-\bar{B} + D) = \frac{\pi M}{2a} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} 2\bar{A} + \left(1 + \frac{2\hat{i}}{\pi} \ln \frac{\gamma k}{2} + 2 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_0^{(1)}(kmd) \right) Q_R \\ = C + M \ln \frac{\pi}{2a} \end{aligned} \quad (21)$$

$$\frac{2\hat{i}}{\pi} Q_R = M \quad (22)$$

同様に、 $x=-L$ の目地端部において、次式の関係が導かれる。

$$\bar{B} e^{ikL} + D e^{-ikL} = \bar{C} - \bar{M} \ln \frac{e}{2} \quad (23)$$

$$\hat{i}k(-\bar{B} e^{ikL} + D e^{-ikL}) = \frac{\pi \bar{M}}{2a} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{2\hat{i}}{\pi} \ln \frac{\gamma k}{2} + 2 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_0^{(1)}(kmd) \right) Q_L \\ = \bar{C} + \bar{M} \ln \frac{\pi}{2a} \end{aligned} \quad (25)$$

$$\frac{2\hat{i}}{\pi} Q_L = \bar{M} \quad (26)$$

以上の式(19)から式(26)が、未知係数と湧き出し

強さを含む連立方程式であり、 $\bar{B}$ および D に関して整理すると以下の連立方程式が導かれる。

$$\begin{aligned} (1 + ka\hat{R})\bar{B} + (1 - ka\hat{R})D &= 2\bar{A} \\ (1 - ka\hat{R})e^{ikL}\bar{B} + (1 + ka\hat{R})e^{-ikL}D &= 0 \end{aligned} \quad (27)$$

式(27)の解として、目地内部領域の速度ポテンシャル内の未知数 $\bar{B}$ および D は、次式として定まる。

$$\bar{B} = \frac{2\bar{A}(1 + ka\hat{R})e^{-ikL}}{(1 + ka\hat{R})^2 e^{-ikL} - (1 - ka\hat{R})^2 e^{ikL}} \quad (28)$$

$$D = \frac{-2\bar{A}(1 - ka\hat{R})e^{ikL}}{(1 + ka\hat{R})^2 e^{-ikL} - (1 - ka\hat{R})^2 e^{ikL}} \quad (29)$$

ここで、 $\hat{R}$ は次式による置き換えを行った。

$$\hat{R} = 1 + \frac{2\hat{i}}{\pi} \ln \frac{2\gamma ka}{e\pi} + 2 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_0^{(1)}(kmd) \quad (30)$$

さらに、目地内部領域の水面変位は、水面における運動学的境界条件式

$$\eta_{g-in} = -\frac{1}{g} \frac{\partial \Phi_{g-in}}{\partial t} = \frac{\hat{i}\omega}{g} \phi_{g-in} \quad (31)$$

に、式(2)、式(28)および式(29)を代入することにより、次式となる。

$$\begin{aligned} \eta_{g-in} &= \frac{H\{(1 + ka\hat{R})e^{-ik(x+L)} - (1 - ka\hat{R})e^{ik(x+L)}\}}{(1 + ka\hat{R})^2 e^{-ikL} - (1 - ka\hat{R})^2 e^{ikL}} \\ &= H \frac{\eta_{\text{numerator}}}{\eta_{\text{denominator}}} \end{aligned} \quad (32)$$

式(32)へ式(30)を代入し、式(32)中の分子 $\eta_{\text{numerator}}$ および分母 $\eta_{\text{denominator}}$ をそれぞれ整理すると以下の関係が導かれる。

$$\begin{aligned} \eta_{\text{numerator}} &= 2ka \cos k(x+L) \left\{ 1 + \frac{2\hat{i}}{\pi} \ln \frac{2\gamma ka}{e\pi} \right. \\ &\quad \left. + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) + 2\hat{i} \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \right\} \\ &\quad - 2\hat{i} \sin k(x+L) \\ &= 2ka \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) \right\} \cos k(x+L) \\ &\quad + 2\hat{i} [-\sin k(x+L) \\ &\quad + ka \left\{ \frac{2}{\pi} \ln \frac{2\gamma ak}{e\pi} + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \right\}] \\ \eta_{\text{denominator}} &= 4ka \left\{ 1 + \frac{2\hat{i}}{\pi} \ln \frac{2\gamma ak}{e\pi} + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) \right. \\ &\quad \left. + 2\hat{i} \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \right\} \cos kL \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} &-2\hat{i} [1 + (ka)^2 \{ 1 + \frac{2\hat{i}}{\pi} \ln \frac{2\gamma ak}{e\pi} \\ &\quad + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) + 2\hat{i} \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \}^2 \\ &\quad \left. \right\} \sin kL \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= 4ka \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) \right\} \cos kL \\ &\quad - 2(ka)^2 \left\{ -\frac{4}{\pi} \ln \frac{2\gamma ak}{e\pi} \right. \\ &\quad - 8 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \\ &\quad - \frac{8}{\pi} \ln \frac{2\gamma ak}{e\pi} \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) - 4 \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \\ &\quad \left. \right\} \sin kL \\ &\quad + \hat{i} \left[4ka \left\{ \frac{2}{\pi} \ln \frac{2\gamma ak}{e\pi} + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \right\} \cos kL \right. \\ &\quad - \{ 1 + (ka)^2 \{ 1 - (\frac{2}{\pi} \ln \frac{2\gamma ak}{e\pi})^2 \\ &\quad + 4(\sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd))^2 - 4(\sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd))^2 \\ &\quad - \frac{8}{\pi} \ln \frac{2\gamma ak}{e\pi} \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) + 4 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) \} \\ &\quad \left. \right\} 2 \sin kL \end{aligned} \quad (34)$$

ここに、式中の J_0 および N_0 は0次のベッセル関数およびノイマン関数を表す。簡単のため、式(33)および式(34)の各項を次式

$$S = 2ka \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) \right\} \cos k(L+x) \quad (35)$$

$$\begin{aligned} T &= 2[-\sin k(L+x) \\ &\quad + ka \left\{ \frac{2}{\pi} \ln \frac{2\gamma ak}{e\pi} + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \right\}] \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} U &= 4ka \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) \right\} \cos kL \\ &\quad - 2(ka)^2 \left\{ -\frac{4}{\pi} \ln \frac{2\gamma ak}{e\pi} - 8 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \right. \\ &\quad - \frac{8}{\pi} \ln \frac{2\gamma ak}{e\pi} \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) - 4 \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \left. \right\} \sin kL \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} V &= 4ka \left\{ \frac{2}{\pi} \ln \frac{2\gamma ak}{e\pi} + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \right\} \cos kL \\ &\quad - 2 \sin kL [1 + (ka)^2 \{ 1 - (\frac{2}{\pi} \ln \frac{2\gamma ak}{e\pi})^2 \\ &\quad + 4(\sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd))^2 - 4(\sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd))^2 \\ &\quad - \frac{8}{\pi} \ln \frac{2\gamma ak}{e\pi} \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) + 4 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) \} \end{aligned} \quad (38)$$

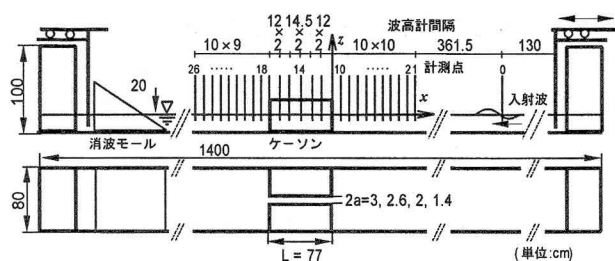


図-3 実験装置像

により置き換えを行うと，目地内の水面変位は次式のように整理できる．

$$\eta_{g-in} = H \frac{S + \hat{i}T}{U + \hat{i}V} = H \left(\frac{SU + TV}{U^2 + V^2} + \hat{i} \frac{TU - SV}{U^2 + V^2} \right) \quad (39)$$

さらに、式(39)の絶対値をとることにより、目地内水面変位に関する流体共振スペクトルは次式として誘導される。

$$|\eta_{g-in}/H| = \sqrt{\left(\frac{SU+TV}{U^2+V^2}\right)^2 + \left(\frac{TU-SV}{U^2+V^2}\right)^2} \quad (40)$$

なお、目地幅を $ka \rightarrow 0$ とした流体共振の発生条件に関する漸近解は、式(27)の行列式を用いて、次式のように誘導⁴⁾されている。

$$\begin{aligned} [1 + (ka)^2 \hat{R}^2] \sin kL + 2ika\hat{R} \cos kL &= 0 \\ \sin kL &= 0, \quad kL = n\pi (n = 1, 2, \dots) \end{aligned} \quad (41)$$

3. 実験装置および実験方法

図-3に実験装置の概要を示す。入射波には、波高 $H = 0.8 \sim 2.3 \text{ cm}$ 、周期 $T = 0.83 \sim 2 \text{ s}$ の規則波を用いた。目地幅 $2a$ と目地長さ L からなる形状比を $2a/L = 0.039 \sim 0.018$ とし、既往の実験結果^{3), 4)}と合わせて合計約 150 ケースを実験の対象とした。なお、本実験装置の目地内部では、写真-1に示す目地中央を腹とする 1 次モードに近い流体共振の発生が確認されている。実験では、目地内部および目地外部の水位の時間変化を入射波の進行方向に平行な水槽の中心線上で計測した。また、計測において、計測時間間隔は 100 Hz とし、造波開始直後から 160 s 間のデータを取得した。ただし、計測位置における平均波高の計算には、後半の 100 s 間のデータを用いている。

4. 理論解析結果および実験結果との比較

(1) 流体共振スペクトル

図-4に、式(40)を用いて計算した、目地中央 $x = -2/L$ における1モードの流体共振スペクトルおよび実

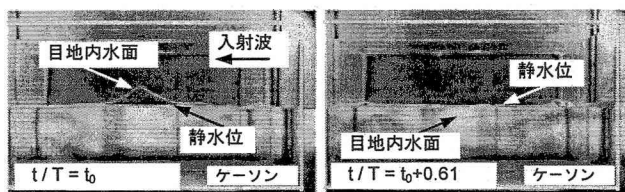
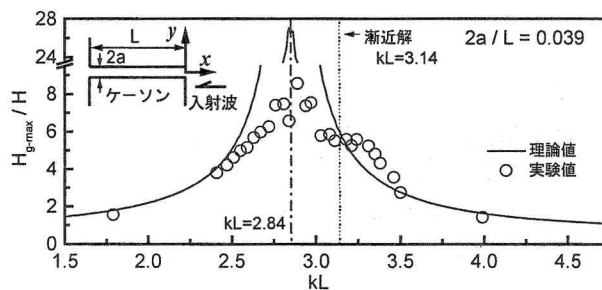
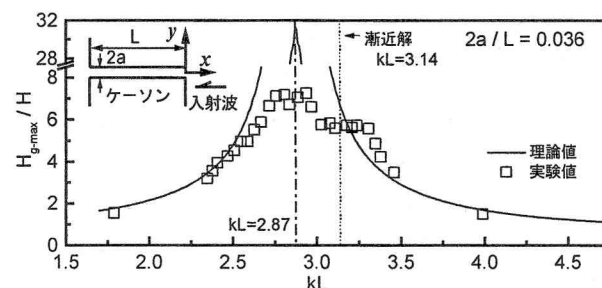


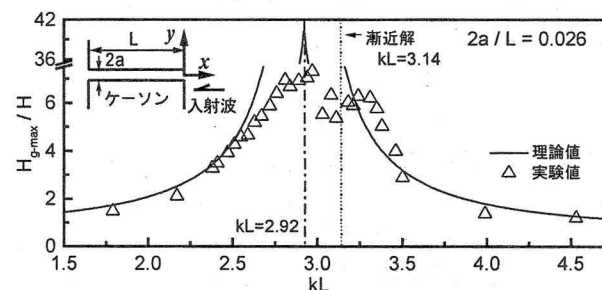
写真-1 流体共振発生時の目地内の水面形状⁴⁾
($T = 1.22\text{s}$, $H = 1.2\text{cm}$, $2a/L = 0.039$)



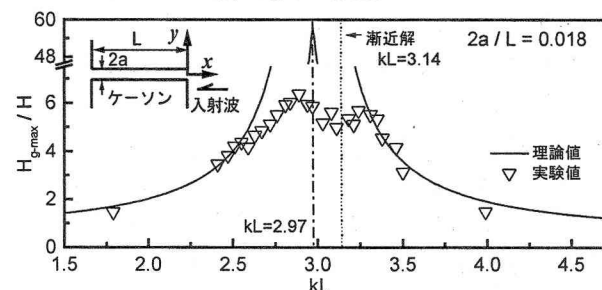
(a) $2a/L = 0.039$



(b) $2a/L = 0.036$



(c) $2a/L = 0.028$



(d) $2a/L = 0.018$

図-4 無次元波数の変化に伴う波高増幅率の変化
(目地内水面変位の流体共振スペクトル, $x = -2/L$)

驗結果を例示する．なお，入射波高 H に対する目地内波高 $H_{g\text{-max}}$ の増幅率として結果を整理するため，式(40)の結果を2倍にしている．また，近接無限配

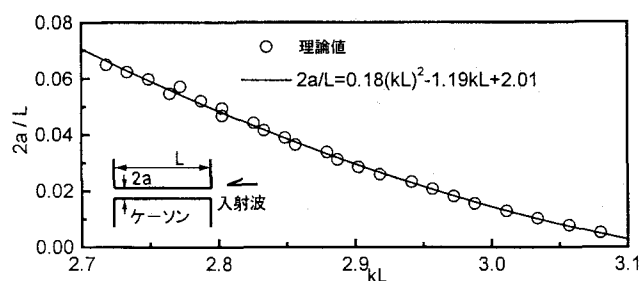


図-5 形状比の変化に伴う流体共振の発生条件の変化
(1次モードの流体共振)

列を想定した実験結果と理論解析結果を比較する場合、理論解析においても、ケーソン個数を無限大とし、特殊関数の収束値の議論が必要となる。本研究では、特殊関数の収束性に関する議論を以後の検討課題とし、最も単純な手法として、ケーソン個数の違いによる計算結果の収束性を予備計算によって検討し、ケーソン個数として2000を採用した。

図より、実験で対象とした全ての形状比の場合において、目地内で波高増幅率が極値となり、流体共振が最も顕著となる無次元波数 kL の理論解析結果は、 $kL = 2.84$ ($2a/L = 0.039$)、 $kL = 2.87$ ($2a/L = 0.036$)、 $kL = 2.92$ ($2a/L = 0.026$) および $kL = 2.97$ ($2a/L = 0.018$) であり、実験結果と極めて良く一致した。このことは、目地内で水面変位が最大となり、最も顕著な流体共振現象が発生する kL の値が、本研究で誘導した流体共振スペクトルを用いて特定できることを示している。さらに、既往の漸近解を図中に点線で示すが、本研究で示した理論解析結果は、形状比をゼロに漸近させた漸近解を格段に改善していることも分かる。ただし、目地内の波高増幅率の値は、増幅率が5倍程度までは、理論解析結果と実験結果は良好に一致する一方で、流体共振が最も顕著となる場合の目地内無次元水位の値を本研究で提示した理論解析結果では再現できない。この点に関しては、はく離渦などの粘性による減衰効果を含めた理論の構築を検討する必要がある。

(2) 形状比の変化に伴う流体共振の発生条件

本研究で誘導した流体共振スペクトルを用いて、目地内での水面変位が最大となり、流体共振が最も顕著となる無次元波数を予測できることが分かった。ここでは、目地内で流体共振が最も顕著となる場合の無次元波数を流体共振の発生条件として、形状比の変化に伴う流体共振の発生条件を整理する。

図-5に、式(40)を用いて、形状比を変化させ、流体共振スペクトルが極値となる kL の値を系統的に算定した結果を示す。既往の実験結果⁴⁾より、形状比の増加に伴って、目地内水位が最大となり、流体共

振が最も顕著となる無次元波数は低周波側へシフトする定性的な傾向は示されていたが、今回の理論解析結果によっても同様の傾向が得られた。さらに、上述の定性的な傾向を定量的に評価するため、図中の無次元波数と形状比との関係を回帰曲線により整理した結果を同図に示す。形状比の変化に伴う1次モードの流体共振の発生条件を回帰曲線により定量的に評価した場合、その関係は、 $2a/L = 0.18kL^2 - 1.19kL + 2.01$, $kL < 3.14$ となり、共振発生条件は、2次曲線に沿った変化特性を示すことが明らかになった。

5. 結 論

本研究では、ケーソン防波堤連結目地内での流体共振現象に着目し、目地内水面変位が最大となり流体共振が最も顕著となる共振発生条件の解明を目的に、任意の目地幅に対応できる目地内水面変位の流体共振スペクトルを新たに誘導した。実験結果との比較から、本研究で誘導した流体共振スペクトルを用いて、目地内水位が最大となる無次元波数を精度よく予測できることが分かった。

さらに、形状比を変化させて流体共振スペクトルを系統的に計算し、目地内水面変位が最大となり流体共振が最も顕著となる共振発生条件を、形状比と無次元波数との関係として整理し、回帰曲線を用いて定量的に評価することができた。

謝辞：本研究を行うに際し、実験およびデータの整理に終始助力を惜しまなかった金沢大学大学院生の藤井誠氏、国土交通省北陸地方整備局の北村秀之氏(当時、金沢大学学部生)、和歌山県庁の畠山和也氏(当時、金沢大学学部生)に厚く謝意を表す。

参考文献

- 1) 高橋重雄・鈴木高二朗・徳淵克正・岡村知光・下迫健一郎・善 功企・山崎浩之：護岸の吸出しに関する水理実験，港研報告，35巻，2号，pp.3-63，1995。
- 2) 土木学会海岸工学委員会：大蔵海岸陥没事故調査報告書，p.125，2002。
- 3) T. Saitoh・G.P.Miao・H.Ishida：Experimental study on resonant phenomena in a narrow open channel under waves, *Proc. of the 12th Int. Offshore and Polar Engineering Conf.*, pp.622-627, 2002。
- 4) 斎藤武久・荒木孝之・G.P.Miao・石田 啓：ケーソン連結目地内での流体共振特性とその発生条件，海岸工学論文集，第50巻，pp.786-790，2003。
- 5) Mei, C.C.: *The applied dynamics of ocean surface waves*, World Scientific, Singapore, pp.199-206, 1989。