

# エネルギー損失効果を考慮した大型浮体要素間 微小間隙内での流体共振発生条件

## APPEARANCE CONDITIONS OF FLUID RESONANCE IN NARROW GAP OF VERY LARGE FLOATING STRUCTURE INCLUDING ENERGY LOSS

岩田秀樹<sup>1</sup>・三輪貴史<sup>2</sup>・斎藤武久<sup>3</sup>

Hideki IWATA, Takahito MIWA and Takehisa SAITOH

<sup>1</sup>正会員 博(工) 株式会社本間組 土木事業本部 土木部(〒951-8650 新潟市中央区西湊町通三ノ町3300番地3)

<sup>2</sup>石川県 土木部(〒920-8580 金沢市鞍月1-1)

<sup>3</sup>正会員 博(工) 金沢大学准教授 理工研究域 環境デザイン学系(〒920-1192金沢市角間町)

This study aims to improve an accuracy of an appearance condition on resonant phenomena in narrow gaps of very large floating structure. We focus on the case of two rectangular floating modules with one gap, and an effect of energy loss is included into the previous work, in which a theoretical method for an estimation of natural frequency of fluid in a U-tube with different diameters has been applied to a theoretical development for the appearance condition of fluid resonance in the narrow gap of very large floating structure.

Consequently, the appearance condition is newly derived as  $kl_{f,s} \tanh kh = 1$  ( $k$ : incident wave number,  $l_{f,s}$ : geometrical condition of floating structure including the effect of energy loss,  $h$ : water depth). The validity of the appearance condition is verified by the arrangement of experimental results using  $kl_{f,s} \tanh kh$ .

**Key Words:** Fluid resonance, narrow gap of very large floating structure, energy loss

### 1. 結 論

海洋の有効利用を目的とした大型浮体は、建設途中や建設後に構成要素間で微小な間隙の発生が指摘されている。この間隙のスケールは構造の代表長さに比べて小さいため、従来その影響が技術的に論じられることは少なかった。しかし、最近このような間隙内で、流体共振の発生が実験的に確認<sup>1)</sup>され、共振に伴う間隙内での特異な水面変動や波力の発生回避の観点から検討が行われている。

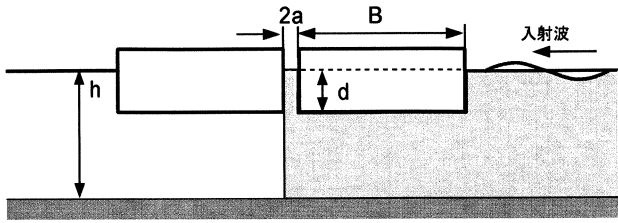
間隙内での流体共振現象は、施工中や完成後の浮体動揺、浮体上部への浸水や局所的な応力集中の発生に大きく関係することが考えられる。特に、曳航開始から接合完了の過程の引寄せ、計測、仮併せ等、それぞれの工程で浮体同士に一定の間隔を設けて行われる仮係留時などに生じる間隙内での流体共振現象の発生が施工中の工程、品質、安全に与える影響は大きい。このため、施工途中における浮体仮係留のユニット配置や、完成断面については、流体共振を回避できる適切な設計は必要不可欠と考えられる。

これに関連して、著者らは、前報<sup>2)</sup>で、2つの矩形浮体要素間微小間隙内での流体共振発生条件をエ

ネルギー保存則を用いて理論的に誘導することに成功している。ただし、喫水深比の減少にともなう実験結果と理論値との乖離を十分に説明するには至っていない。本研究では、上述の研究では考慮されていない、種々のエネルギー損失効果の影響を理論解析に取り込み、共振発生条件を新たに誘導する。さらに、実験結果との比較から、本研究で提示する理論解析手法の有効性について検討する。

### 2. 流体共振特性の概要

上述のように、本研究では、種々のエネルギー損失効果の影響を既往の理論解析手法<sup>2)</sup>に取り込み、共振発生条件を新たに誘導する。さらに、誘導した発生条件を用いて既往の実験結果<sup>1)</sup>を整理することにより、新たに誘導した発生条件の精度について検証する。このため、今回新たに試みるエネルギー損失効果の導入の位置づけを理論解析手法の中でより明確にすること、さらに、対象とした実験規模および実験条件の確認をするため、以下に流体共振特性に関する既往の理論解析手法等の概要を提示する。



(a) 浮体の配置および各長さの定義



(b) 領域分割および各長さの定義

図-1 浮体の配置および領域分割

### (1) 理論解析手法

#### (エネルギー損失を考慮しない場合)

間隙内での流体共振の発生に関する定性的な特徴として、喫水深の増加と共に、流体共振発生時の入射波の無次元波数が低周波側へシフトすることが明らかになっている<sup>1)</sup>。この特徴は、図-1(a)中の入射波側部、入射波側浮体下部および間隙部からなる領域（塗りつぶし部）をU字管に見立てた場合、U字管内の流体の固有振動数がU字管を満たす流体長さの平方根に反比例することに類似している。以上の特徴を参考にして、管径が非一様なU字管内の流体固有振動数の解析手法を応用して、間隙内の流体振動に関するエネルギー保存則より、流体共振の発生条件は次式の様に誘導されている<sup>2)</sup>。

$$kl \tanh kh = 1 \quad (1)$$

式中、 $k$ は入射波の波数（ $k=2\pi/\lambda$ ;  $\lambda$ :波長）を表し、 $h$ が水深を表す。また、 $l$ は浮体の幾何形状条件を表し、次式となる。

$$l = (B + 2a) \frac{2a}{h-d} + d \quad (2)$$

式(1)の誘導に際しては、図-1(b)に示すような領域の分割を行い、各領域の断面積（単位奥行き）、長さおよび流体の断面平均流速をそれぞれ $A_{I,II,III}$ 、 $L_{I,II,III}$ 、 $v_{I,II,III}$ とし、間隙内水位が静水位より $x$ だけ上昇した場合のエネルギー保存則を考えている。なお、 $A_I$ に関しては、入射波側へどの程度の範囲を定義するかが議論となるが、 $A_{III}/A_I \ll 1$ の範囲として、直接的にはその範囲の特定は行われていない。

このとき、間隙内部領域(III)の断面平均流速を $dx/dt$ で記述した場合、連続式 $A_I v_I = A_{II} v_{II} = A_{III} v_{III}$ を用いて、各領域の運動エネルギーの総和 $K$ および系全体の位置エネルギー $U$ をそれぞれ次式

$$K = \frac{1}{2} A_{III} \rho \left( \left( L_I - \frac{A_{III}}{A_I} x \right) \frac{A_{III}}{A_I} + L_{II} \frac{A_{III}}{A_{II}} + L_{III} + x \right) \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 \quad (3)$$

$$U = \int \rho g A_{III} \left( x + \frac{A_{III}}{A_I} \right) dx = \frac{\rho g A_{III}}{2} \left( 1 + \frac{A_{III}}{A_I} \right) x^2 \quad (4)$$

で定義し、 $K + U = \text{const}$ の両辺を時間 $t$ で微分することにより得られる間隙内水位に関する2階常微分方程式

$$\left( \frac{d^2 x}{dt^2} \right) + \frac{g \left( 1 + \frac{A_{III}}{A_I} \right)}{L_I \frac{A_{III}}{A_I} + L_{II} \frac{A_{III}}{A_{II}} + L_{III}} x = 0 \quad (5)$$

から、 $x$ に関して調和振動を仮定すると、式(5)より、間隙内の流体振動に関する固有振動数 $\omega_g$ は次式のように誘導される。

$$\omega_g = \sqrt{\frac{g \left( 1 + \frac{A_{III}}{A_I} \right)}{L_I \frac{A_{III}}{A_I} + L_{II} \frac{A_{III}}{A_{II}} + L_{III}}} \quad (6)$$

式中、 $\rho$ は流体密度を表し、 $g$ は重力加速度を表す。以上の展開は、壁面摩擦や局所的なエネルギー損失効果は無視した完全流体としての取り扱いであり、また、 $dx/dt$ に関する非線形項が省略されている。なお、 $A_I = A_{II} = A_{III}$ の場合、式(6)は管径が均一なU字管内の流体の固有振動数

$$\omega_g = \sqrt{\frac{2g}{L_I + L_{II} + L_{III}}} \quad (7)$$

に一致していることが分かる。

ここで、式(6)に、図-1(a)に示す以下の長さ、 $A_{III} = 2a$ 、 $A_{II} = h - d$ 、 $L_{III} = d$ 、 $L_{II} = B + 2a$ 、 $L_I = h$ および $A_{III}/A_I \ll 1$ の仮定を代入すると、間隙内の流体振動に関する固有振動数は次式

$$\omega_g = \sqrt{\frac{g}{(B + 2a) \frac{2a}{h-d} + d}} \quad (8)$$

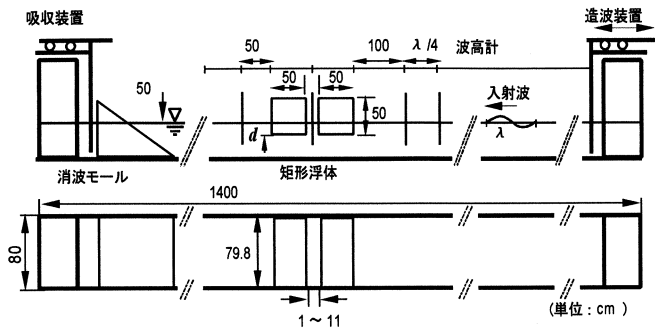


図-2 実験装置の概要

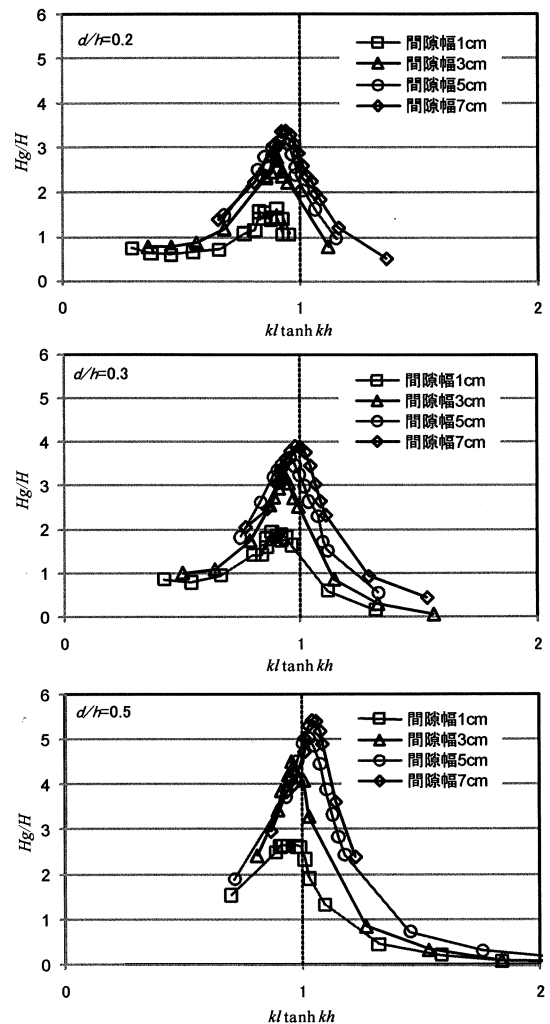
となり、入射波として角振動数 $\omega_{in}$ が分散関係式 $\omega_{in}^2 = gk \tanh kh$ を満たす規則波を想定した場合、間隙内の流体共振の発生条件が式(1)となる。

## (2) 実験スケールおよび実験条件

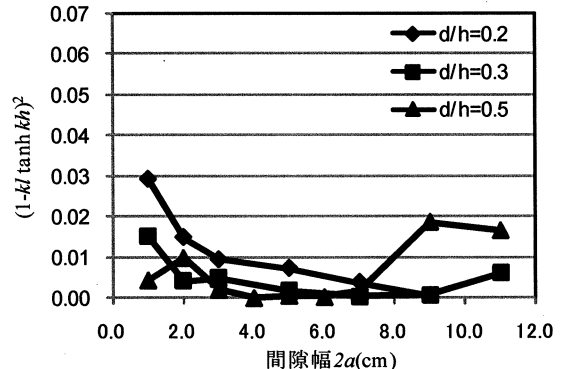
実験スケールは、図-2に示す規模であり、間隙幅を1~11cmの範囲、喫水深 $d$ を25.2, 15.3, 10.3cmとした計20通りの浮体設置状況を想定し、入射波の進行方向長さ $B = 50$ cmの2つのアクリル製矩形浮体を固定している。水深 $h$ を50cmとし、入射波には、周期 $T = 0.69 \sim 2$ s、波高 $H = 2.3 \sim 2.5$ cmの規則波を用い、合計300ケースの実験結果を対象としている。

図-3(a)は、実験結果を式(1)の共振発生条件を用いて、横軸を $kl \tanh kh$ 、縦軸を間隙内波高 $H_g$ を入射波高 $H$ で除した無次元波高 $H_g/H$ として整理し、理論解の妥当性を確認したものである。図より、各喫水深の場合ともに、ほぼ全ての浮体設置状況で、 $H_g/H$ の極値は、 $kl \tanh kh$ の値が0.9~1.0付近で発生し、理論解の妥当性が確認できる。ただし、図-3(b)に実験値( $H_g/H$ がピークとなる $kl \tanh kh$ の値)と理論値との誤差について示すが、喫水深が浅いほど、 $H_g/H$ の極値の発生は、理論解である $kl \tanh kh = 1$ から離れる傾向が確認できる。

以上の結果から、共振発生条件の精度向上に向けた理論解析手法の改善の方策として、特に、低喫水深のケースにおいて、同一の入射波条件の $kh$ に対して、浮体の幾何形状条件 $l$ を増加させる効果の導入が考えられる。 $kl \tanh kh = 1$ を流体共振の発生条件とする場合、例えば、 $l' > l$ となる $l'$ の導入を考えた場合、 $kl' \tanh kh = 1$ を満足するためには、 $kh$ の値が $kl \tanh kh = 1$ を満足する場合に比べて小さな値となる必要がある。このことは、 $l' > l$ の導入が、共振発生時の入射波の周波数を低周波側へシフトさせることを意味し、完全流体を対象とした理論解析手法に、粘性を伴うエネルギー損失効果導入の必要性を示唆するものである。



(a) 理論解を用いた間隙内波高の整理



(b) 実験値( $H_g/H$ がピークとなる $kl \tanh kh$ の値)と理論値との誤差

図-3 実験結果の整理

## 3. エネルギー損失項を考慮した 流体共振発生条件の理論解

上述した流体共振発生条件の精度向上の試みとして、間隙内の流体振動に関する固有振動数を誘導する過程に、エネルギー損失効果を導入し、流体共振の発生条件を新たに誘導する。具体的には、摩擦損失効果および局所的な形状損失効果の2つの損失エ

エネルギーを考慮する。

### (1) 摩擦損失による影響

ここでは、エネルギー損失効果として、各領域内での長さ $L$ に比例する損失効果（以下、摩擦損失と略記する）を導入する。摩擦損失は、式（9）に示すWeisbach Darcyの摩擦損失水頭を用いる。

$$\Delta h = \lambda \frac{L}{d} \frac{v^2}{2g} \quad (9)$$

式中、 $\Delta h$ は摩擦損失ヘッド、 $\lambda$ は摩擦係数、 $L$ は管長、 $d$ は管内径、 $v$ は管内平均流速を表す。ここで、 $L$ は各領域の管路長さ $L_I$ 、 $L_{II}$ 、 $L_{III}$ 、 $d$ は各領域の断面積 $A_I$ 、 $A_{II}$ 、 $A_{III}$ と仮定し、領域の長さに比例し、断面積に反比例する関係として、式（10）に示す管摩擦損失水頭を定義する。

$$\Delta h = \lambda \frac{L_I}{A_I} \frac{v_I^2}{2g} + \lambda \frac{L_{II}}{A_{II}} \frac{v_{II}^2}{2g} + \lambda \frac{L_{III}}{A_{III}} \frac{v_{III}^2}{2g} \quad (10)$$

式（10）をエネルギー保存則に適用させるため、摩擦損失エネルギー $C_f$ に換算する。

$$C_f = \lambda \frac{\rho}{2} A_{III}^2 \left( \frac{L_I^2}{A_I^2} + \frac{L_{II}^2}{A_{II}^2} + \frac{L_{III}^2}{A_{III}^2} \right) \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 \quad (11)$$

また、各領域の運動エネルギーの総和 $K$ と系全体の位置エネルギー $U$ は、式（3）および式（4）と同様である。ここで、エネルギー保存則 $K + U + C_f = \text{const}$ として、両辺を時間 $t$ で微分し、前節と同様に $x(t)$ に関する2階常微分方程式の解を誘導することにより、間隙内の流体振動に関する固有振動数 $\omega_{gf}$ が次式のように誘導できる。

$$\omega_{gf} = \sqrt{\frac{g(1 + \frac{A_{III}}{A_I})}{L_I \frac{A_{III}}{A_I} + L_{II} \frac{A_{III}}{A_{II}} + L_{III} + \lambda A_{III} \left( \frac{L_I^2}{A_I^2} + \frac{L_{II}^2}{A_{II}^2} + \frac{L_{III}^2}{A_{III}^2} \right)}} \quad (12)$$

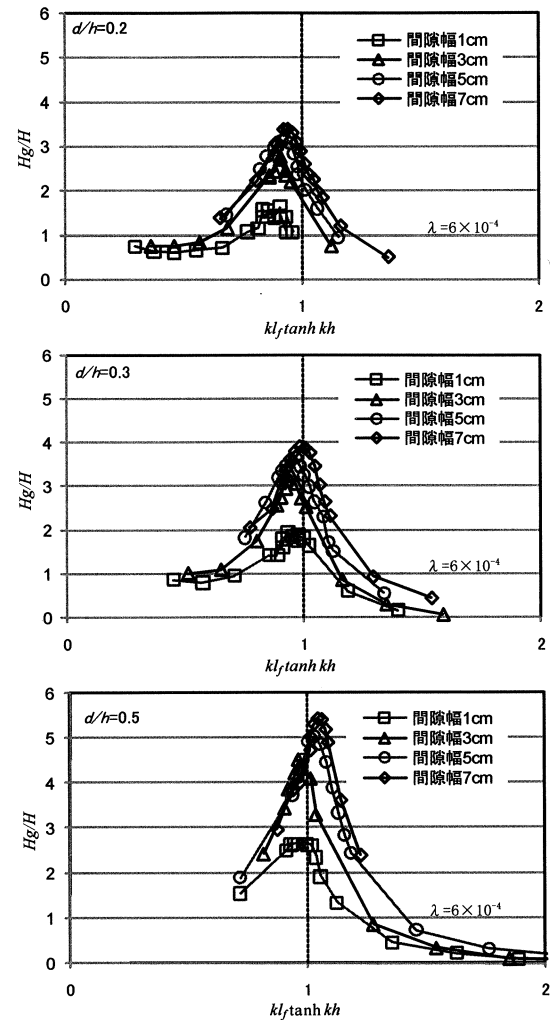
ここで、図-1(a)で示す浮体の幾何形状寸法を代入することで次式のように変形できる。

$$\omega_{gf} = \sqrt{\frac{g}{\frac{(2a+B)2a}{h-d} + d + \lambda 2a \left( \frac{(2a+B)^2}{(h-d)^2} + \frac{d^2}{(2a)^2} \right)}} \quad (13)$$

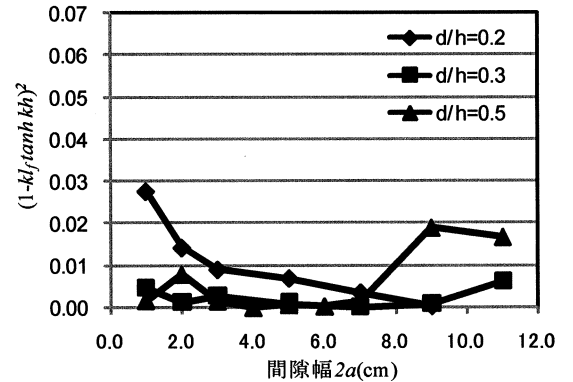
さらに、分散関係式を用いることにより、共振発生条件は次式となる。

$$kl_f \tanh kh = 1 \quad (14)$$

$$l_f = (2a+B) \frac{2a}{h-d} + d + \lambda 2a \left( \frac{(2a+B)^2}{(h-d)^2} + \frac{d^2}{(2a)^2} \right)$$



(a) 理論解を用いた間隙内波高の整理



(b) 実験値( $Hg/H$ が1となる $kl_f \tanh kh$ の値)と理論値との誤差

図-4 実験結果の整理（摩擦損失を考慮した場合）

図-4に、式(14)を適用して実験結果を整理する。 $\lambda$ の値は、各喫水深毎に、式(15)に示す最小値問題として試行計算により決定するが、理論解が最も1に近くなる定数として $6 \times 10^{-4}$ を得ている。図-5に試行計算結果について示す。

$$\sum_{2a=1}^{11} (1 - kl_f \tanh kh)^2 \doteq 0 \quad (15)$$

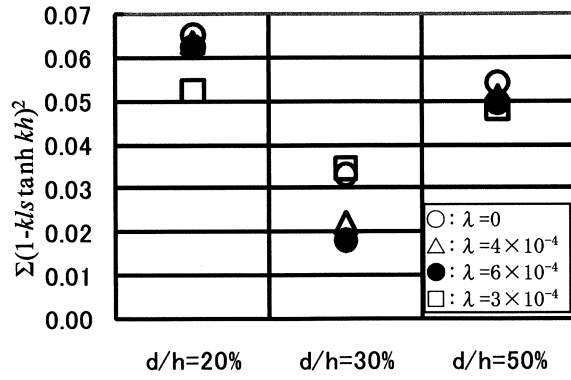


図-5 試行計算結果

図-3(b)に示すように、エネルギー損失を考慮しないケースでは、喫水深の減少により、誤差の拡大が顕著な結果に対し、摩擦損失を考慮した場合、特に、 $d/h=0.3$ の場合に間隙幅の小さい範囲で、誤差の改善が確認できる。この結果は、間隙幅の比較的小さい範囲で摩擦損失効果を考慮した効果が大きく反映されているものと考えられる。

## (2) 局所的な形状損失による影響

系全体のエネルギー損失効果として摩擦損失を考慮した場合、その効果は、浮体構造物の間隙幅が小さい場合に有効となり、流体共振発生条件の導出に関して精度の改善効果が高くなる傾向が確認できた。この効果は、流体下部領域と間隙内部領域の局所的な形状の違いに起因した、エネルギー損失効果の可能性を示唆するものである。そこで、浮体間隙領域付近における角部からの渦の放出など、局所的な形状損失の影響（以下、形状損失と略記する）について着目し、図-6に示す浮体下部領域から間隙領域間の狭まり損失を参考に損失モデルを検討した。ここで、任意の補正係数 $\alpha$ を導入し、式(16)に示す形状損失水頭を定義した。 $\xi$ はWeisbachの実験による形状定数<sup>3)</sup>である。

$$h_t = \alpha \xi \frac{v_{II}^2}{2g} \quad (16)$$

$$\xi = -0.1334 \times (A_{III}/A_{II})^2 - 0.2966 \times (A_{III}/A_{II}) + 0.4169$$

式(16)をエネルギー保存則に適用させるため、摩擦損失エネルギー $C_s$ に換算する。

$$C_s = \frac{1}{2} \alpha \xi \rho A_{II} L_{II} \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 \quad (17)$$

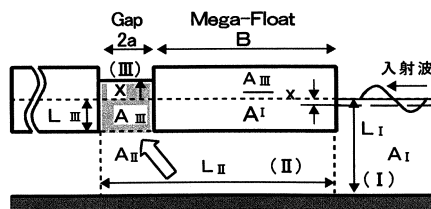


図-6 領域IIから領域IIIへの狭まり損失流れ

ここで、エネルギー保存則  $K + U + C_s = \text{const}$  として、両辺を時間  $t$  で微分し、 $x(t)$  に関する2階常微分方程式の解を誘導することにより、間隙内の流体振動に関する固有振動数 $\omega_{gs}$ が次式のように誘導できる。

$$\omega_{gs} = \sqrt{\frac{g(1 + \frac{A_{III}}{A_I})}{L_I \frac{A_{III}}{A_I} + L_{II} \frac{A_{III}}{A_{II}} + L_{III} + \alpha \xi \frac{A_{II}}{A_{III}}}} \quad (18)$$

さらに、図-1(a)で示す浮体の幾何形状寸法を代入することにより、次式のように変形できる。

$$\omega_{gs} = \sqrt{\frac{g}{(2a+B) \frac{2a}{h-d} + d + \alpha \xi \frac{h-d}{2a} (2a+B)}} \quad (19)$$

また、分散関係式を用いることにより、共振発生条件の理論解は次式となる。

$$kl_s \tanh kh = 1 \quad (20)$$

$$l_s = (2a+B) \frac{2a}{h-d} + d + \alpha \xi \frac{h-d}{2a} (2a+B)$$

図-7に式(20)を用いて実験結果を整理した結果を示す。 $\alpha$ の値は、各喫水深毎に、式(21)に示す最小値問題として試行計算により決定するが、理論解が最も1に近くなる定数として $4 \times 10^{-3}$ を用いた。

$$\sum_{2a=1}^{11} (1 - kl_s \tanh kh)^2 \doteq 0 \quad (21)$$

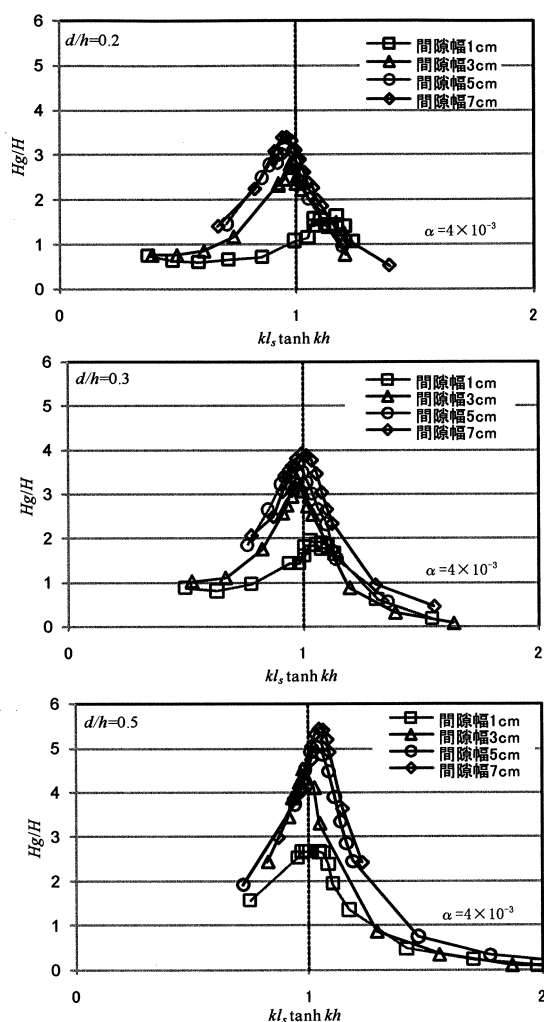
図より、間隙幅が7.0cm以下の範囲では $d/h$ の値に関わらず $H_g/H$ の極値が発生する時の発生条件との誤差である $(1 - kl_s \tanh kh)^2$ の値は0.010以下となり、理論解は著しく改善されていることが確認できる。

## (3) 摩擦損失および形状損失による影響

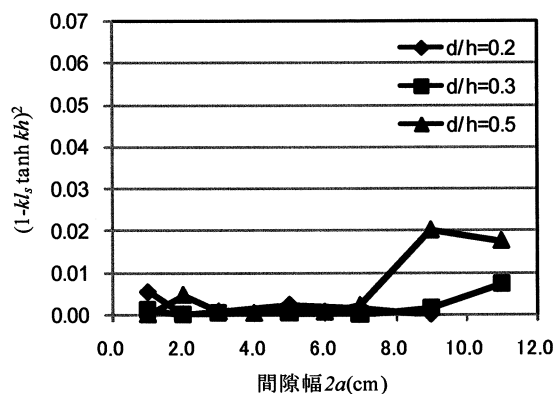
図-8に摩擦損失および形状損失を同時に損失エネルギーとして適用した場合の実験値と理論解の誤差について示す。このときの理論解は式(22)となるが、 $\lambda$ および $\alpha$ には、それぞれ $6 \times 10^{-4}$ および $4 \times 10^{-3}$ を採用している。

$$kl_{fs} \tanh kh = 1 \quad (22)$$

$$l_{fs} = (2a+B) \frac{2a}{h-d} + d + \lambda 2a \left( \frac{(2a+B)^2}{(h-d)^2} + \frac{d^2}{(2a)^2} \right)$$



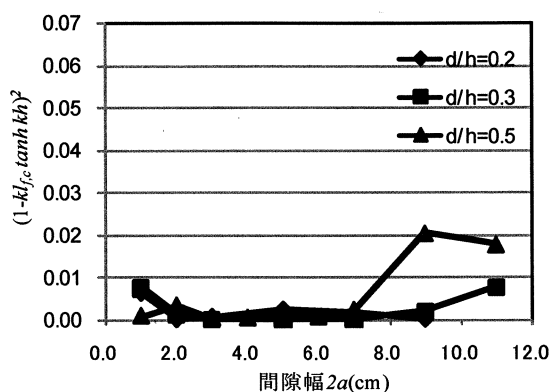
(a) 理論解を用いた間隙内波高の整理



(b) 実験値( $H_g/H$ がピークとなる $kl_s \tanh kh$ の値)と理論値との誤差

図-7 実験結果の整理 (形状損失を考慮した場合)

図より、図-7に示した結果に比べて極端な改善傾向は示しておらず、エネルギー保存則を用いた理論解析手法においては、形状損失効果の導入が共振発生条件の理論解の精度向上に主体的に関与していることが確認できる。



実験値( $H_g/H$ がピークとなる $kl_s \tanh kh$ の値)と理論値との誤差

図-8 実験結果の整理 (摩擦損失及び形状損失を考慮した場合)

## 5. 結論

本研究では、2つの矩形浮体要素間微小間隙内における流体共振発生条件の理論解の精度向上を目的として、摩擦損失効果および局所的な形状損失によるエネルギー損失効果の影響を理論解析に取り込み、間隙内での流体共振発生条件を新たに誘導した。さらに、新たに誘導された理論解を用いて実験結果を整理し、本研究で提示した理論解の有効性について検討した。

エネルギー損失効果として系全体の摩擦損失効果を導入することにより、エネルギー損失を考慮していない既往の共振発生条件の精度を、間隙幅の狭い範囲において改善できることが確認できた。さらに、局所的な形状損失効果を導入することにより、共振発生条件の精度が良好に改善できることが明らかになった。ただし、間隙幅が広い範囲では、必ずしも十分な精度の改善には至っていない。この点に関しては、共振発生時における透過波の存在などを含めた理論展開による検討を現在進めている。

謝辞：最後に本研究を行うに際し、データの整理に終始助力を惜しまなかった浜松市役所の鈴木宏和氏(当時、金沢大学学部生)に厚く謝意を表す。

## 参考文献

- 1) 斎藤武久・荒木孝之・G.P.Miao・石田 啓：大型浮体を構成する浮体要素間の微小間隙内における流体共振特性に関する実験的研究，海洋開発論文集，第19巻，pp.595-600，2003。
- 2) 斎藤武久・瀬戸 徹・G.P.Miao・石田 啓：大型浮体を構成する浮体要素間の微小間隙内における流体共振特性とその発生条件，海洋開発論文集，第20巻，pp.1317-1322，2004。
- 3) 富田幸雄 山崎慎三：水力学（最新機械工学講座），p.144，産業図書，1988。