

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

CHARACTERISTICS AND APPEARANCE CONDITION OF FLUID
RESONANCE IN A NARROW GAP BETWEEN MODULES OF VERY LARGE
FLOATING STRUCTURE

斎藤武久¹・瀬戸 徹²・Guoping MIAO³・石田 啓⁴
Takehisa SAITOH, Toru SETO, Guoping MIAO and Hajime ISHIDA

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

² 東京工業大学大学院 (〒152-8550 東京都目黒区大岡山2-12-1)

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

⁴正会員 工博 金沢大学教授 工学部土木建設工学科 (〒920-8667 金沢市小立野2-40-20)

This study presents an appearance condition of resonant phenomena in a narrow gap between two modules of very large floating structure under waves. We apply a theoretical method for an estimation of natural frequency of fluid in a U-tube with different diameters to a theoretical development for the appearance condition. A natural frequency of fluid in the gap which is composed of a geometrical condition of floating structure, a gap width, a length of module, a draft and a water depth, is derived by energy conservation around a module on the side of incident wave. Then, the appearance condition is derived by substituting a dispersion relation of incident wave into the natural frequency of fluid in the gap as $kl \tanh kh = 1$ (k : incident wave number, l : geometrical condition of floating structure, h : water depth). A laboratory experiment is also conducted in order to understand characteristics of fluid resonance in the gap, and the validity of the appearance condition is verified by the arrangement of experimental results using $kl \tanh kh$ and l/λ (λ : wave length).

Key Words : Resonance, narrow gap, very large floating structure

1. 結 論

海洋空間の有効利用を目的とした超大型浮体構造物は、複数の浮体要素から構成されるため、従来から建設途中や建設後に、浮体要素間で微小な間隙が発生することが指摘されている。しかし、このような微小間隙の間隙幅は、例えば、浮体要素の代表長さに比べて極めて小さいため、微小間隙の存在が周辺波動場に及ぼす影響、あるいは浮体要素に作用する波力へ及ぼす影響といった、微小間隙と波動場との相互干渉や共振問題が、これまで技術的に論じられることは少なかった¹⁾。確かに、浮体同士の間接に伴う浮体の動揺、あるいは周辺波浪場への影響に関しては多くの研究^{2),3)}を挙げることができるが、間隙のように浮体同士が極端に近接した場合を取り

上げた例はほとんどない。このような観点から、著者らは、浮体は固定するものの、複数の浮体要素から構成される大型浮体に作用する波力の解析法として、各浮体要素間の微小間隙の存在が考慮できる効率的な作用波力の理論解析手法を新たに提案し、解析結果から、微小間隙内では流体共振現象が発生することを既に報告している⁴⁾。また、1つの微小間隙を伴う2つの矩形浮体要素から構成された大型浮体を対象とした間隙内の流体挙動特性に関する室内実験を行い、微小間隙内での流体共振の発生を実験的に確認している⁵⁾。さらに、実験結果および理論解析結果との比較から、理論解析法の妥当性を明らかにすると共に、流体共振の発生条件に関する定性的な特徴を見出している⁵⁾。具体的には、間隙内での流体共振の発生を入射波の無次元波数で整理した

場合、喫水深および間隙幅の増加と共に、流体共振発生時の無次元波数は低周波側へシフトした。

上述した間隙内での流体共振の発生およびその流体共振特性は、これまでに報告例のない新たな知見を示すものである。しかしながら、流体共振の発生を回避する、もしくは流体共振発生時の間隙内の流体挙動を許容するといった観点から、さらに議論を進展させるためには、入射波条件および矩形浮体間の間隙幅や喫水深などの浮体幾何形状条件を含めた統一的な流体共振の発生条件を明らかにすること、流体共振発生時の間隙内流体挙動の特性を詳細に把握することが必要不可欠となる。

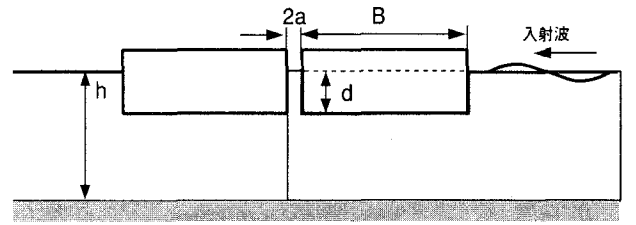
そこで、本研究では、2つの矩形浮体要素から構成された大型浮体内の微小間隙を対象に、間隙内での流体共振の発生条件に関して、理論的なアプローチを行い、入射波および浮体の幾何形状条件を含む理論解の誘導を試みる。さらに、室内実験を行い、流体共振発生時の間隙内水面変動特性を整理すると共に、実験結果との比較から誘導した理論解の妥当性を検討する。

2. 理論展開

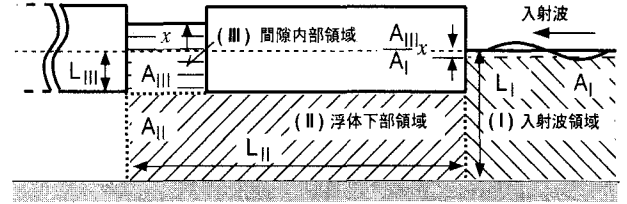
図-1(a)に浮体の配置および各長さの定義を示す。前述のように、間隙内での流体共振の発生に関する定性的な特徴として、喫水深の増加と共に、流体共振発生時の入射波の無次元波数が低周波側へシフトすることが明らかになっている^{4),5)}。この特徴は、図-1(a)中の入射波側部、入射波側浮体下部および間隙部からなる領域（塗りつぶし部）をU字管に見立てた場合、U字管内の流体の固有振動数がU字管を満たす流体長さの平方根に反比例することに類似している。以上の特徴を参考にして、本研究では、管径が非一様なU字管内の流体固有振動数の解析手法を応用して、間隙内の流体振動に関する固有振動数を誘導する。この際、対象領域を図-1(b)のように、(I) 入射波領域、(II) 浮体下部領域および(III) 間隙内部領域へと分割し、各領域における運動エネルギーおよび領域全体の位置エネルギーによるエネルギー保存則を用いる。続いて、誘導された間隙内の流体振動に関する固有振動数と入射波の角振動数との関係から、間隙内の流体共振の発生条件として、入射波および浮体の幾何形状条件からなる理論解を誘導する。

(1) 間隙内流体振動の固有振動数

図-1(b)中の各領域の断面積（単位奥行き）、長



(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

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 だけ上昇した場合を考える。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。本研究では、 $A_{III}/A_I \ll 1$ の範囲として、直接的にはその範囲の特定を行わないものとする。

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 は次式で記述できる。

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

ここに、 ρ は流体密度を表わす。また、対象領域の位置エネルギー U は、静水状態より間隙内で x だけの水位上昇を実現する仕事として、次式で与えられる。

$$U = \int_0^x \rho g A_{III} \left(x + \frac{A_{III}}{A_I} x \right) dx = \frac{\rho g A_{III}}{2} \left(1 + \frac{A_{III}}{A_I} \right) x^2 \quad (2)$$

ここに、 g は重力加速度を表わす。ここで、壁面摩擦および角部からの渦の放出に伴うエネルギー損失を無視し、エネルギー保存則 $K + U = \text{const}$ の両辺を時間 t で微分することにより次式の関係が得られる。

$$\left(\left(L_I - \frac{A_{III}}{A_I} x \right) \frac{A_{III}}{A_I} + L_{II} \frac{A_{III}}{A_{II}} + L_{III} + x \right) \left(\frac{d^2 x}{dt^2} \right) + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{A_{III}}{A_I} \right)^2 + 1 \right) \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + g \left(1 + \frac{A_{III}}{A_I} \right) x = 0 \quad (3)$$

さらに、式(3)中で dx/dt に関する非線形項を省略すると、間隙内水位に関して次の2階常微分方程式が導かれる。

$$\left(\frac{d^2x}{dt^2}\right) + \frac{g(1 + \frac{A_{III}}{A_I})}{L_I \frac{A_{III}}{A_I} + L_{II} \frac{A_{III}}{A_{II}} + L_{III}} x = 0 \quad (4)$$

この $x(t)$ 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 ω_g は次式となることが分かる。

$$\omega_g = \sqrt{\frac{g(1 + \frac{A_{III}}{A_I})}{L_I \frac{A_{III}}{A_I} + L_{II} \frac{A_{III}}{A_{II}} + L_{III}}} \quad (5)$$

なお、 $A_I=A_{II}=A_{III}$ の場合、式(5)は管径が均一なU字管内の流体の固有振動数

$$\omega_g = \sqrt{\frac{2g}{L_I + L_{II} + L_{III}}}$$

に一致する。

ここで、式(5)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 $A_{III}/A_I \ll 1$ 、 $a^2 \ll 1$ 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は次式となる。

$$\omega_g = \sqrt{\frac{g}{\frac{2aB}{h-d} + d}} \quad (6)$$

式(6)は、間隙内での流体振動に関する固有振動数が、水深を含めた浮体の幾何形状により表現されたことを意味するが、ここで、浮体の幾何形状条件として $2aB/(h-d) + d = l$ とおくと、固有振動数に関する以下の関係が得られる。

$$\omega_g \sqrt{l} = \sqrt{g} = 31.3 \text{ cm}^{1/2}/\text{s} \quad (7)$$

式(7)は、固有振動数と浮体の幾何形状条件の平方根との積が、特定の値となることを示すものである。なお、式(7)の妥当性に関しては、後述の実験結果を整理することによりその確認を行う。

(2) 間隙内流体共振の発生条件

間隙内の流体振動に関する固有振動数が式(6)として誘導された。ここで、式(6)を用いて、間隙内での

流体共振の発生条件を誘導する。入射波として角振動数 ω_{in} が分散関係式 $\omega_{in}^2 = gk \tanh kh$ ($k = 2\pi/\lambda$; λ :波長)を満たす規則波を想定した場合、間隙内での流体共振の発生条件は、外力となる入射波の ω_{in} と間隙内の ω_g が一致する場合であり、次式となる。

$$kl \tanh kh = 1 \quad (8)$$

さらに深海領域の場合、間隙内での流体共振の発生条件は、浮体の幾何形状条件 l と入射波の波長 λ との比により次式のように整理できる。

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{1}{2\pi} \quad (9)$$

式(8)および(9)は、流体共振の発生条件に関する理論解を示すものである。これら理論解の妥当性の確認は、後述の実験結果を整理することにより行う。

3. 実験装置および実験方法

図-2に実験装置の概要を示す。実験には長さ14m、幅80cm、高さ1mの両端に吸収式造波装置を有する2次元造波水槽を用いた。水槽中央部に、間隙幅を1~11cmの範囲で変化させ、喫水深 d を25.2, 15.3, 10.3 cmとした計20通りの浮体設置状況を想定して(20通り中の9通りの設置状況に関しては、参考文献5)の結果を用いる)、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た。なお、水深 h を50cmとし、浮体の入射波進行方向長さ B と等しくするが、このことは、本研究で対象とする実スケールが、浮体構成要素の代表長さとして水深のオーダーが同程度の場合を想定していることを意味する。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ケースの実験を対象とした(300ケース中の135ケースの実験結果は、参考文献5)の結果を用いる)。水位の計測は、造波開始から60s経過後の100s間を対象として、間隙内、浮体

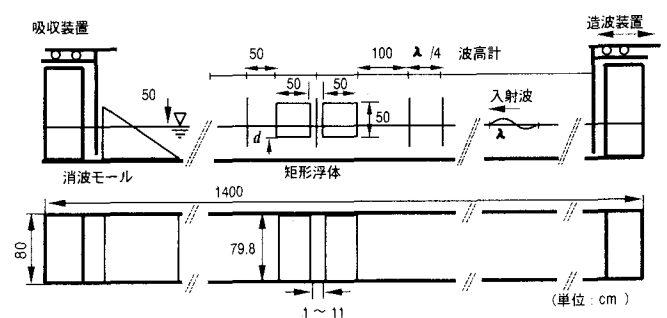


図-2 実験装置の概要

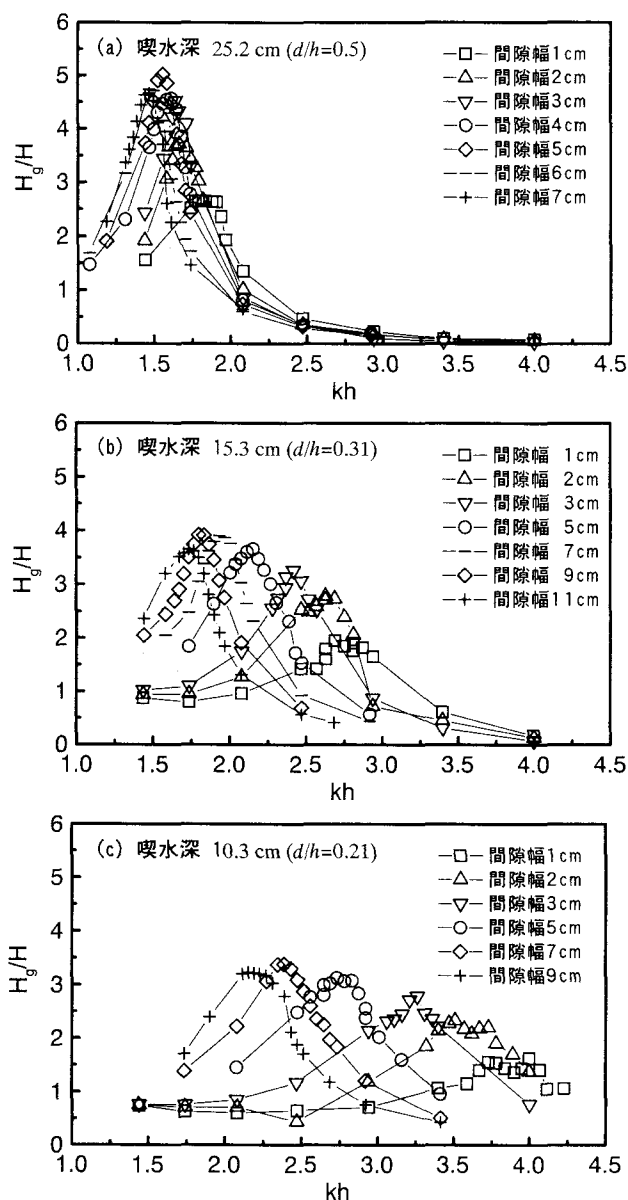


図-3 間隙内の波高変化特性

前面および背面に設置した容量式波高計で行い、計測記録から間隙内波高、反射波および透過波の算定を行った。

4. 実験結果および考察

図-3に、全ての実験ケースで計測された間隙内の波高特性を示す。図は喫水深別に（(a)喫水深25.2 cm ($d/h=0.5$), (b)喫水深15.3 cm ($d/h=0.31$), (c)喫水深10.3 cm ($d/h=0.21$)), 間隙幅の変化に伴う間隙内の波高変化特性を整理したものである。図中、横軸は入射波の無次元波数 kh を表し、縦軸は間隙内波高 H_g を入射波高 H で除した無次元波高 H_g/H を表す。なお、(a), (b)および(c)の同一の間隙幅に着目した場合、喫水深の変化に伴う間隙内波高の変化特性の

把握が可能である。また、 H_g/H の大きさが流体共振の発生規模を表わす。さらに、浮体の各設置状況に応じて（同一の喫水深および間隙幅の場合）、 H_g/H に極値が現れているが、このときの無次元波数が間隙内で最も流体共振が顕著に発生する入射波条件を示すことになる。

まず、喫水深の変化に伴う間隙内波高 H_g の変化特性に着目する。図より、喫水深の増加（(c), (b)および(a)の順）に伴って最も流体共振が顕著となる無次元波数は低周波側へシフトし、前報^{4),5)}と同様な定性的な特徴が確認できる。次に、間隙幅の変化に伴う間隙内波高 H_g の変化に着目する。前報^{4),5)}で明らかにされた、間隙幅の増加と共に、最も流体共振が顕著となる無次元波数は低周波側へシフトすることに加えて、流体共振発生時の間隙内波高は、(a)の場合は間隙幅が5cmよりも大きい場合、(b)の場合は間隙幅が9cm、(c)の場合は間隙幅が7cmよりも大きい場合に見られるように、間隙幅の増加に伴って増大した後に減少することが分かる。このことは、本研究で対象とする流体共振現象は、微小間隙といった浮体代表長さに比べてそのスケールが極めて小さい空間での特有な現象であることに加えて、喫水深を固定した場合、特定の間隙幅の場合に流体共振の発生規模が最大となることを示すものである。

以上の実験結果を用いて、理論的に誘導した間隙内流体振動に関する固有振動数および間隙内流体共振の発生条件の妥当性を検討する。

(1) 間隙内流体振動の固有振動数

理論展開で述べたように、間隙内での流体共振の発生条件は、外力となる入射波の角振動数 ω_{in} と間隙内流体振動の固有振動数 ω_g が一致する場合となる。このため、式(7)を用いると、入射波の角振動数 ω_{in} と浮体の幾何形状条件 l との積が $\omega_{in} \cdot l^{1/2} = g^{1/2} = 31.3 \text{ cm}^{1/2}/\text{s}$ の場合に、間隙内で流体共振が最も顕著となることが予想される。図-4に、横軸を $\omega_{in} \cdot l^{1/2}$ 、縦軸を無次元波高 H_g/H として整理した実験結果を示す。図より、(a)喫水深25.2 cm ($d/h=0.5$), (b)喫水深15.3 cm ($d/h=0.31$)および(c)喫水深10.3 cm ($d/h=0.21$)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、 $\omega_{in} \cdot l^{1/2}$ の値が30~31 $\text{cm}^{1/2}/\text{s}$ 付近で発生し、特に、(a)喫水深25.2 cm ($d/h=0.5$)の場合、 H_g/H の極値の発生は、理論解である $\omega_{in} \cdot l^{1/2} = 31.3 \text{ cm}^{1/2}/\text{s}$ に一致していることが分かる。このことは、本研究で誘導した固有振動数 ω_g を用いて、間隙内での流体共振の発生をおおよそ予測できることを示すものである。なお、喫水深が浅いほど、 H_g/H の極値の発生が理論解から

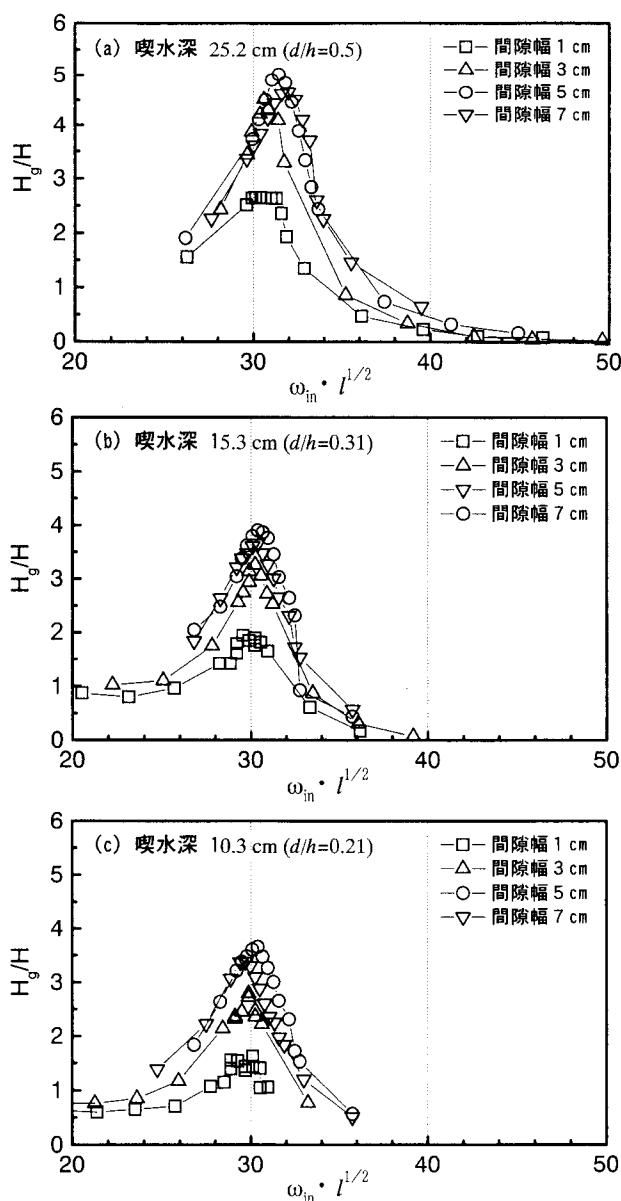


図-4 間隙内流体振動に関する固有振動数を用いた間隙内の波高変化特性の整理

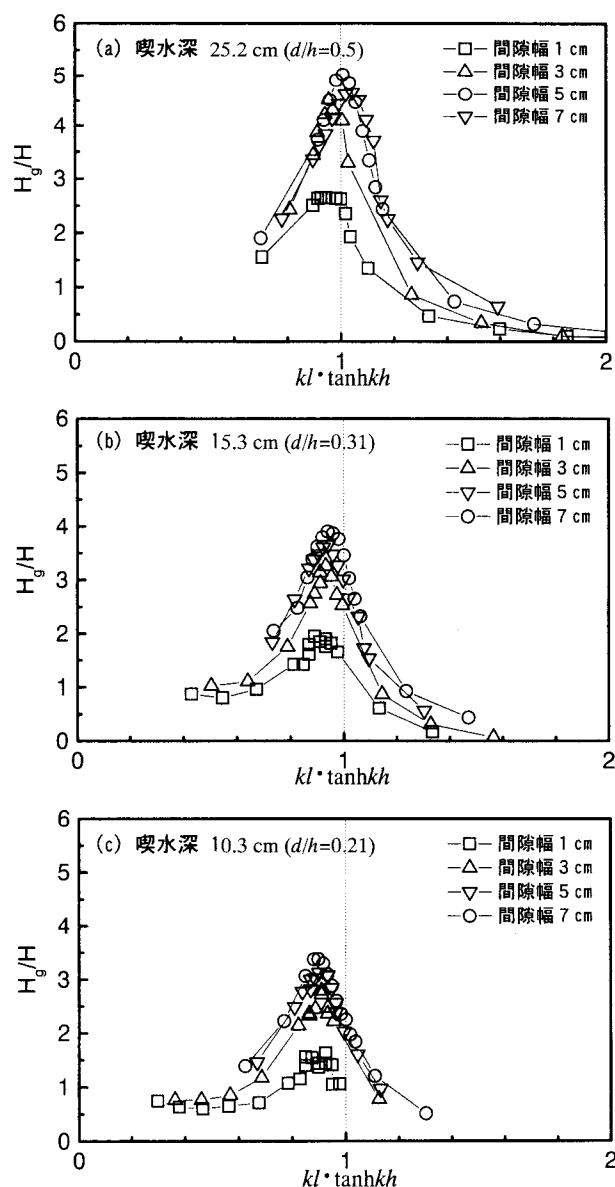


図-5 流体共振の発生条件 $kl \tanh kh$ を用いた間隙内の波高変化特性の整理

離れる理由の一つとして、喫水深が浅いほど、浮体下部領域では、その流体運動が、U字管内の流体運動の場合に適用できるような、断面平均化された流体運動としては仮定できないことが考えられる。

(2) 間隙内流体共振の発生条件

入射波の角振動数 ω_{in} と間隙内流体振動の固有振動数 ω_g が一致する場合として誘導した $\omega_{in} \cdot l^{1/2} = g^{1/2} = 31.3 \text{ cm}^{1/2}/\text{s}$ の関係は、流体共振の発生に関する理論解となる。ただし、有次元であるため、数値が持つ物理的な意味合いを考察するには多少の困難を伴う。一方、前述の式(8)は、入射波の角振動数 ω_{in} に、線形波理論の分散関係式 $\omega_{in}^2 = gk \tanh kh$ を用い、流体共振の発生条件に関する理論解を無次元化したもの

である。図-5に、横軸を $kl \tanh kh$ 、縦軸を無次元波高 H_g/H として実験結果を整理し、この理論解の妥当性を確認する。図より、(a)、(b)および(c)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、(1)でも触れたが、喫水深が浅いほど、 H_g/H の極値の発生は、理論解である $kl \tanh kh = 1$ から離れることになる。このため、入射波および浮体の幾何形状条件の変化が、 $kl \tanh kh$ の値に及ぼす影響を詳細に検討する必要がある。

ところで、本研究では、図-3に示すように、無次元波数 kh の範囲はおおよそ1~4.5であり、喫水深別に、 H_g/H が最大となる無次元波数は、(a)の場合が $kh=1.56$ 、(b)の場合が $kh=1.80$ 、(c)の場合が $kh=2.39$

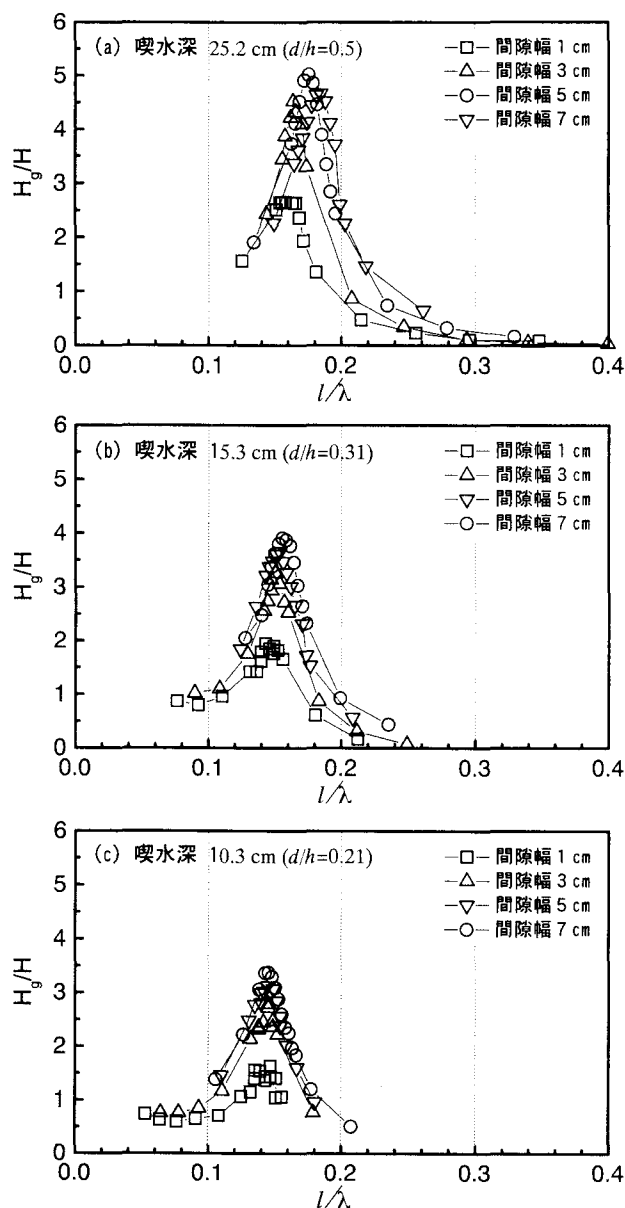


図-6 流体共振の発生条件
 l/λ を用いた間隙内の波高変化特性の整理

であり、喫水深が浅いほどこの kh の値は大きくなる。特に、 $kh > \pi$ の場合、式(9)に示すように、流体共振の発生条件は、浮体の幾何形状条件 l と入射波の波長 λ との比といった極めて簡潔な関係式 $l/\lambda = 1/2\pi$ となる。本研究で対象とした H_g/H が最大となる kh の範囲は π を下回るが、上述の簡潔な理論解の有効性を検討するため、 l/λ を用いて実験値を整理した結果を図-6に示す。図より、確かに、喫水深が深い(a)の場合、 H_g/H が極値となる l/λ の値は0.18付近であり、理論解の $l/\lambda = 1/2\pi = 0.16$ 付近を離れるが、喫水深が浅い(b)および(c)の場合は理論解と極めてよく一致している。さらに詳細な検討を必要とするが、この結果は、喫水深が浅い場合に、 $l/\lambda = 1/2\pi$ を用いた流体共振の発生予測の可能性を示すものである。

5. 結 論

本研究では、2つの矩形浮体要素から構成された大型浮体内の微小間隙を対象に、間隙内での流体共振の発生条件を理論的に誘導した。さらに、室内実験を行い、流体共振発生時の間隙内水面変動特性を整理すると共に、実験結果との比較から理論解の妥当性を検討した。その主要な結論は以下のようにまとめられる。

- 1) 管径が非一様なU字管内の流体振動の解析法を応用して、間隙を伴う浮体構造物の間隙内流体振動に関する固有振動数を誘導した。実験結果との比較から、本研究で対象とした実験条件の範囲では、誘導した固有振動数を用いて、間隙内での流体共振の発生がおおよそ予測できることが分かった。
- 2) 間隙内流体振動に関する固有振動数と入射波の分散関係式を用いて、間隙内での流体共振の発生条件に関する理論解を、入射波条件と浮体の幾何形状条件からなる無次元の関係式として誘導し、その妥当性を確認した。
- 3) これまで明らかにされている、喫水深および間隙幅の変化に伴う流体共振発生時の無次元波数の変化に関する定性的な特性に加えて、流体共振発生時の間隙内波高は、間隙幅の増加に伴って増大した後に減少し、特定の間隙幅の範囲内で流体共振の発生規模が最大となることが明らかになった。

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高橋善之氏に厚く謝意を表す。

参考文献

- 1) Kagemoto, H., Fujino, M. and Zhu, T. : On the estimation method of hydrodynamic forces acting on a very large floating structure, *Applied Ocean Research*, Vol. 19, pp.49-60, 1997.
- 2) Ohkusu, M. : Ship motions in vicinity of a structure, *Proc. BOSS'76*, pp.284-306, 1976.
- 3) Oortmerssen, G.V. : Hydrodynamic interaction between two structures floating in waves, *Proc. BOSS'79*, pp.339-356, 1979.
- 4) 斎藤武久, 黒崎和保, G.P.Miao, 石田 啓 : 微小間隙を伴う複数矩形浮体要素から構成される大型浮体に作用する波力の理論解析法, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.866-870, 2001.
- 5) 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.