

# 完全没水係留浮体の結合共振特性について

## COMBINATION RESONANCE CHARACTERISTICS OF SUBMERGED FLOATING STRUCTURE

佐藤太裕<sup>1</sup>・蟹江俊仁<sup>2</sup>・三上 隆<sup>3</sup>・小室達明<sup>4</sup>  
Motohiro SATO, Shunji KANIE, Takashi MIKAMI and Tatsuaki KOMURO

<sup>1</sup>正会員 博士(工学) 北海道大学大学院助手 工学研究科社会基盤工学専攻  
(〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)

<sup>2</sup>正会員 博士(工学) 北海道大学大学院助教授 工学研究科社会基盤工学専攻  
(〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)

<sup>3</sup>フェロー会員 工博 北海道大学大学院教授 工学研究科社会基盤工学専攻  
(〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)

<sup>4</sup>学生会員 北海道大学大学院修士課程 工学研究科社会基盤工学専攻  
(〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)

This paper deals with the characteristics of combination resonance for submerged floating structure. The combination resonance takes place in a vibratory system having multiple degrees-of-freedom and under parametric excitation. In this study, it is assumed that the floating structure is moored by some tension legs and located in the water between seabed and water surface. Due to such a structural form, there is much possibility that complicated dynamic phenomena like parametric excitation take place. The parametric excitation is caused by the time-varying tension force of tension legs. The time-varying tension force arises when some dynamic loads such as regular waves act on the floating body and the body moves in the water. In this paper, analytical studies are carried out to confirm the possibility of the occurrence of unstable motions by introducing Mathieu equations and effects of tension leg arrangements on the combination resonance characteristics are investigated in particular.

**Key Words :** *Submerged Floating Structure, dynamic instability, combination resonance, Mathieu equation*

### 1. はじめに

例えば水中浮遊式トンネル<sup>1),2)</sup>に代表される完全没水係留浮体とは、重力を上回る浮力を有する浮体を、係留索(テンションレグ)を用いて水中に引き込み安定化させるという、新しい発想にたつ画期的な構造体である。この特徴を最大限に生かせば、大水深のため地下構造物、大規模な基礎構造建設が困難な海域や、厳しい自然条件のために従来あまり利用されていなかった海峡を横断する物流・交通手段として非常に有効であると考えられる。

一方でこのような構造形式は、「水中」という橋梁や海底トンネルなど、既存の渡海構造物が利用しなかった空間を積極的利用できるという利点を有すると同時に、「浮遊式」であることによる従来構造物とは異なる、非常に特殊、複雑で、最悪の場合全体系の崩壊に至るような動的不安定挙動発生が予想される。その一例として、係留浮体が波浪、地震、交通荷重等により振動し係留索に変動張力が作用した

場合に予想される、係留浮体復元力の時間変化に伴う係数励振振動が挙げられる。係数励振振動は運動方程式中の係数が時間の周期関数で表される現象であり、特に剛性項が時間変化する場合は、**Mathieu-Hill**型の方程式で記述されることがよく知られている<sup>3),4)</sup>。土木構造物や海洋構造物の係数励振振動については過去に、動的安定問題としてケーブルの非線形振動および係数励振振動特性を扱った高橋らの研究<sup>5),6)</sup>、緊張係留プラットフォームの係数励振振動特性を検討した経塚ら<sup>7)</sup>、吉田ら<sup>8)</sup>、西原ら<sup>9)</sup>の研究をはじめとするいくつかの研究が行われており、その発生可能性が指摘されている。

本研究は係留索の周期変動張力作用に伴い発生が予想される水中係留浮体の係数励振振動のうち、特に結合共振の発生可能性に焦点を当て、その基本的特性を解析的に検討することを目的としている。結合共振とは、係数励振振動のうち、多自由度系において2つの固有振動数の和に近い振動数で係留索張力が周期変動を起こす場合の同調現象である。本研

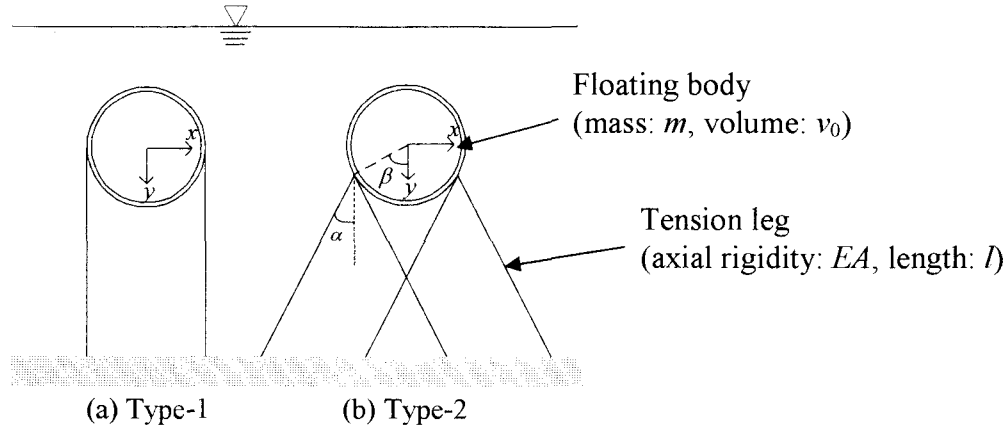


Fig. 1. Analytical model

究ではまず、係留索変動張力により復元力項に周期関数を含むMathieu型方程式の導出を行う。これは係留索配置により回転を含む連成振動となり、結合共振の発生要因となりうる。そしてこの支配方程式より得られる動的不安定現象の発生条件に影響を及ぼすパラメータについて整理していく。

## 2. 解析モデル

Fig.1は本研究で解析対象とする断面2次元モデルを示したものである。Type-2は4本の斜め係留索（傾角 $\alpha$ 、取り付け角度 $\beta$ ）を用いて浮体を係留したものであり、Type-1はType-2において $\alpha=0$ となる特殊な場合と考える。係留索は伸び剛性 $EA$ 、長さ $l$ であり、質量は係留浮体に比べ非常に小さいものと考え無視する。また係留浮体は体積 $v_0$ 、質量 $m$ 、半径 $r$ （ $=10\text{m}$ ）、内空半径 $r_0$ （ $=9\text{m}$ ）、浮力 $B=v_0-m>0$ を有する剛体の中空円筒であると仮定する。

## 3. 支配方程式

静平衡状態において一本の係留索に作用する初期張力を $T_p$ とすると、静平衡方程式は次式となる。

$$B - 4T_p \cos \alpha = 0 \quad (1)$$

ここで例えば係留浮体中を通過する交通荷重等の外力作用により浮体が鉛直方向に加振され、張力が周期変動成分 $T_0 \cos \omega t$ を有する場合を想定する。浮体重心変位に関する運動方程式は断面2次元モデルにおいては3自由度の次式で表される。

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} = \mathbf{0} \quad (2)$$

ここで

$$\mathbf{u} = \begin{Bmatrix} u \\ v \\ \theta \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{M} = \begin{bmatrix} m & 0 & 0 \\ 0 & m & 0 \\ 0 & 0 & I \end{bmatrix}, \quad \mathbf{C} = \begin{bmatrix} C_x & 0 & 0 \\ 0 & C_y & 0 \\ 0 & 0 & C_\theta \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} k_h & 0 & -k_h r \cos \beta \\ 0 & k_v & 0 \\ -k_h r \cos \beta & 0 & k_h r^2 \cos^2 \beta + k_v r^2 \sin^2 \beta \end{bmatrix}$$

$$k_h = \frac{4\{(T_p + T_0 \cos \omega t) \cos^2 \alpha + EA \sin^2 \alpha\}}{l} \quad (3a)$$

$$k_v = \frac{4\{(T_p + T_0 \cos \omega t) \sin^2 \alpha + EA \cos^2 \alpha\}}{l} \quad (3b)$$

$u, v, \theta$ : 浮体の水平 ( $x$ )、鉛直 ( $y$ )、重心周り回転変位、 $I$ : 浮体の慣性モーメント、 $C_x, C_y, C_\theta$ : 減衰係数である。

本研究では係数励振振動のうち結合共振の特性を検討することに焦点を絞るため、式(2)において鉛直振動を除いた連成項を有する水平と回転変位に関する項を取り出す。そしてさらに剛性マトリックス $\mathbf{K}$ について、時間依存項と非依存項に分けた次式の検討を行う。

$$\mathbf{M}_{x\theta} \ddot{\mathbf{u}}_{x\theta} + \mathbf{C}_{x\theta} \dot{\mathbf{u}}_{x\theta} + (\mathbf{K}_{x\theta} + \mathbf{K}'_{x\theta} \cos \omega t) \mathbf{u}_{x\theta} = \mathbf{0} \quad (4)$$

式(4)において

$$\mathbf{u}_{x\theta} = \begin{Bmatrix} u \\ \theta \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{M}_{x\theta} = \begin{bmatrix} M & 0 \\ 0 & I \end{bmatrix}, \quad \mathbf{C}_{x\theta} = \begin{bmatrix} C_x & 0 \\ 0 & C_\theta \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{K}_{x\theta} = \frac{4}{l} \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} \\ k_{21} & k_{22} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{K}'_{x\theta} = \frac{4}{l} \begin{bmatrix} k'_{11} & k'_{12} \\ k'_{21} & k'_{22} \end{bmatrix}$$

$$k_{11} = T_p \cos^2 \alpha + EA \sin^2 \alpha$$

$$k_{12} = k_{21} = (T_p \cos^2 \alpha + EA \sin^2 \alpha) r \cos \beta$$

$$k_{22} = (T_p \sin^2 \alpha + EA \cos^2 \alpha) r^2 \sin^2 \beta + (T_p \cos^2 \alpha + EA \sin^2 \alpha) r^2 \cos^2 \beta$$

$$k'_{11} = T_0 \cos^2 \alpha, \quad k'_{12} = k'_{21} = T_0 r \cos^2 \alpha \cos \beta$$

$$k'_{22} = T_0 r^2 (\sin^2 \alpha \sin^2 \beta + \cos^2 \alpha \cos^2 \beta)$$

である。ここで $\mathbf{C}_{x\theta} = \mathbf{0}$ 、 $\mathbf{K}'_{x\theta} = \mathbf{0}$ における基準振

動系の直交性を用いて式を変形する。まず  $u = Ue^{i\omega t}$ ,  $\theta = \Theta e^{i\omega t}$  を仮定し、これを式(4a)に代入し整理することで振動数方程式が得られる。このときの無次元固有振動数  $\Omega_1$  (1次),  $\Omega_2$  (2次), および1次, 2次の水平変位 ( $X_{11}$ ,  $X_{12}$ ) に対する回転変位 ( $X_{21}$ ,  $X_{22}$ ) の固有振動モード比はそれぞれ次式のように得られる。

$$\Omega_1 = \frac{\omega_1}{\omega_h} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ 1 + \left( \frac{er \sin \beta}{m_0} \right)^2 + \left( \frac{r \cos \beta}{m_0} \right)^2 \right. \\ \left. - \sqrt{\left\{ 1 + \left( \frac{er \sin \beta}{m_0} \right)^2 + \left( \frac{r \cos \beta}{m_0} \right)^2 \right\}^2 - 4 \left( \frac{er \sin \beta}{m_0} \right)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5a)$$

$$\Omega_2 = \frac{\omega_2}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ 1 + \left( \frac{er \sin \beta}{m_0} \right)^2 + \left( \frac{r \cos \beta}{m_0} \right)^2 \right. \\ \left. + \sqrt{\left\{ 1 + \left( \frac{er \sin \beta}{m_0} \right)^2 + \left( \frac{r \cos \beta}{m_0} \right)^2 \right\}^2 - 4 \left( \frac{er \sin \beta}{m_0} \right)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5b)$$

$$\frac{X_{11}}{X_{21}} = \frac{r \cos \beta}{1 - \Omega_1^2} \quad (6a)$$

$$\frac{X_{12}}{X_{22}} = \frac{r \cos \beta}{1 - \Omega_2^2} \quad (6b)$$

ここで  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  はそれぞれ1次, 2次の固有振動数でありまた

$$\omega_h = \sqrt{\frac{k_h}{m}}, \quad e = \sqrt{\frac{k_v}{k_h}}, \quad m_0 = \sqrt{\frac{I}{m}}$$

である。一方変位ベクトルは次式で表すことができる。

$$\begin{Bmatrix} u \\ \theta \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} X_{11} \\ X_{21} \end{Bmatrix} q_1 + \begin{Bmatrix} X_{12} \\ X_{22} \end{Bmatrix} q_2 \quad (7)$$

式(7)を式(4)に代入し、基準振動系の直交性を用いて式を変形すると、次式が得られる。

$$\ddot{q}_n + 2\omega_n h_n \dot{q}_n + \omega_n^2 q_n + 2\varepsilon \cos \omega t \sum_{s=1}^2 k_{ns}^* q_s = 0 \quad (8) \\ (n=1,2)$$

ここで

$$\varepsilon = \omega_0^2 \mu \cos \alpha \quad (9a)$$

$$\mu = \frac{T_0}{2T_p} \quad (9b)$$

$$h_n = \frac{C_x X_{1n}^2 + C_\theta X_{2n}^2}{2(MX_{1n}^2 + IX_{2n}^2)\omega_n} \quad (9c)$$

$$k_{11}^* = \frac{X_{11}^2 + 2 \frac{k'_{12}}{k'_{11}} X_{11} X_{21} + \frac{k'_{22}}{k'_{11}} X_{21}^2}{X_{11}^2 + m_0^2 X_{21}^2} \quad (9d)$$

$$k_{12}^* = \frac{k^*}{X_{11}^2 + m_0^2 X_{21}^2} \quad (9e)$$

$$k_{21}^* = \frac{k^*}{X_{12}^2 + m_0^2 X_{22}^2} \quad (9f)$$

$$(k^* = X_{11} X_{12} + \frac{k'_{21}}{k'_{11}} X_{21} X_{12} + \frac{k'_{12}}{k'_{11}} X_{11} X_{22} + \frac{k'_{22}}{k'_{11}} X_{21} X_{22})$$

$$k_{22}^* = \frac{X_{12}^2 + 2 \frac{k'_{12}}{k'_{11}} X_{12} X_{22} + \frac{k'_{22}}{k'_{11}} X_{22}^2}{X_{12}^2 + m_0^2 X_{22}^2} \quad (9g)$$

$$\frac{k'_{12}}{k'_{11}} = \frac{k'_{21}}{k'_{11}} = -r \cos \beta \quad (9h)$$

$$\frac{k'_{22}}{k'_{11}} = r^2 (\sin^2 \beta \tan^2 \alpha + \cos^2 \beta) \quad (9i)$$

#### 4. 結合共振による動的不安定領域の決定

多自由度系のMathieu型方程式より動的不安定領域を決定する手法はいくつか提案されているが、ここでは振幅と位相差が緩やかに変化すると仮定して解く方法の一つであるmultiple scales法<sup>4)</sup>によって解を決定する。まず解の形として次式を仮定する。

$$q_n = q_{n0}(T_0, T_1, T_2) + \varepsilon q_{n1}(T_0, T_1, T_2) + \varepsilon^2 q_{n2}(T_0, T_1, T_2) \quad (10)$$

ここで、 $T_n = \varepsilon^n t$  である。これを式(8)に代入すると、各  $\varepsilon$  の項について次式が成り立つ。

$$(\varepsilon^0) \quad D_0^2 q_{n0} + \omega_n^2 q_{n0} = 0 \quad (11a)$$

$$(\varepsilon^1) \quad D_0^2 q_{n2} + \omega_n^2 q_{n2} = -(2D_0 D_2 + D_1^2 + 2\gamma_n D_0) q_{n0} \\ - 2(D_0 D_1 - \gamma_n D_0) q_{n1} - \sum_{s=1}^2 k_{ns}^* q_{s1} (e^{i\omega T_0} + e^{-i\omega T_0}) \quad (11b)$$

$$(\varepsilon^2) \quad D_0^2 q_{n2} + \omega_n^2 q_{n2} = -(2D_0 D_2 + D_1^2 + 2\gamma_n D_0) q_{n0} \\ - 2(D_0 D_1 - \gamma_n D_0) q_{n1} - \sum_{s=1}^2 k_{ns}^* q_{s1} (e^{i\omega T_0} + e^{-i\omega T_0}) \quad (11c)$$

ここで

$$\frac{d}{dt} = \frac{dT_0}{dt} \frac{\partial}{\partial T_0} + \frac{dT_1}{dt} \frac{\partial}{\partial T_1} + \frac{dT_2}{dt} \frac{\partial}{\partial T_2} = D_0 + \varepsilon D_1 + \varepsilon^2 D_2 \quad (12a)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} = D_0^2 + 2\varepsilon D_0 D_1 + \varepsilon^2 (D_1^2 + 2D_0 D_2) \quad (12b)$$

$$\gamma_n = \frac{\omega_n h_n}{\varepsilon} \quad (13)$$

である。まず式(11a)の一般解は次式で表すことができる。

$$q_{n0} = A_n(T_1, T_2) e^{i\omega_n T_0} + \bar{A}_n(T_1, T_2) e^{-i\omega_n T_0} \quad (14)$$

上式において  $A_n$  は  $T_0$  に依存しない複素数定数であり、 $\bar{A}_n$  は  $A_n$  の共役複素数であることを表す。式(14)を式(11b)に代入すると、次式となる。

$$\begin{aligned}
D_0^2 q_{n1} + \omega_n^2 q_{n1} = & -2i\omega_n(D_1 + \gamma_n)A_n e^{i\omega_n T_0} \\
& + 2i\omega_n(D_1 + \gamma_n)\bar{A}_n e^{-i\omega_n T_0} \\
& - \sum_{m=1}^2 k_{nm}^* A_m \{e^{i(\omega_m + \omega)T_0} + e^{i(\omega_m - \omega)T_0}\} \quad (15) \\
& - \sum_{m=1}^2 k_{nm}^* \bar{A}_m \{e^{-i(\omega_m + \omega)T_0} + e^{-i(\omega_m - \omega)T_0}\}
\end{aligned}$$

ここでは結合共振の主不安定領域を求めるため、 $\omega \approx \omega_1 + \omega_2$  であるときを考える。このために  $\omega$  を次式で表す。

$$\omega = \omega_1 + \omega_2 + \varepsilon\sigma \quad (16)$$

この式(16)と式(15)より、 $q_{n1}$  の解に永年項を含まない条件として次の2式が得られる。

$$2i\omega_1(D_1 + \gamma_1)A_1 + k_{12}^* \bar{A}_2 e^{i\sigma T_1} = 0 \quad (17)$$

$$k_{21}^* \bar{A}_1 e^{i\sigma T_1} + 2i\omega_2(D_1 + \gamma_2)A_2 = 0 \quad (18)$$

式(17), (18)より  $A_1, A_2$  を次式と仮定する。

$$A_1 = a_1(T_2) e^{-i\lambda T_1} \quad (19a)$$

$$A_2 = a_2(T_2) e^{i(\lambda + \sigma)T_1} \quad (19b)$$

ここで  $a_1, a_2, \lambda$  は  $T_1$  に依存しない複素数の定数 ( $T_2$  の関数),  $\lambda$  は  $\lambda$  の共役複素数である。これらを式(17), (18)に代入すると、 $a_1(T_2), a_2(T_2)$  が自明でない解を持つ条件として次式が得られる。

$$\lambda^2 + \{\sigma + i(\gamma_1 + \gamma_2)\}\lambda + (i\gamma_1\sigma - \gamma_1\gamma_2 + \frac{k_{12}^* k_{21}^*}{4\omega_1\omega_2}) = 0 \quad (20)$$

式(20)を解くと、 $\lambda$  は以下となる。

$$\begin{aligned}
\lambda = & -\frac{1}{2}\{\sigma + i(\gamma_1 + \gamma_2)\} \\
& \pm \frac{1}{2}\sqrt{\sigma^2 - (\gamma_2 - \gamma_1)^2 - \frac{k_{12}^* k_{21}^*}{\omega_1\omega_2} + 2i(\gamma_2 - \gamma_1)} \quad (21)
\end{aligned}$$

式(19a), (19b)より、 $\lambda$  が実数もしくは虚数の虚部が正であれば  $A_1, A_2$  は  $T_1$  について周期的であり、安定解が得られる。このことから  $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$  のとき、すなわち無減衰時においては式(21)より挙動が不安定となる条件は次式である。

$$\sigma^2 - \frac{k_{12}^* k_{21}^*}{\omega_1\omega_2} < 0 \quad (22)$$

これと式(9a), (9b), (16)の関係より、結合共振の動的な主不安定領域は  $\omega_0$  で除した無次元振動数  $\Omega$  が次の2つの曲線で囲まれた部分である。

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_n} = \Omega_1 + \Omega_2 \pm \frac{\mu \cos \alpha}{K_x} \sqrt{\frac{k_{12}^* k_{21}^*}{\Omega_1 \Omega_2}} \quad (23)$$

ここで

$$K_x = \cos \alpha + 4 \frac{EA}{B} \sin^2 \alpha \quad (24)$$

である。次に  $\gamma_1 \neq 0, \gamma_2 \neq 0$  の場合、 $\lambda$  は少なくとも

も1つ虚数となる。このことから挙動が不安定となる条件は次式となる。

$$\sigma < (\gamma_1 + \gamma_2) \sqrt{\frac{k_{12}^* k_{21}^*}{4\omega_1\gamma_1\omega_2\gamma_2} - 1} \quad (25)$$

これより結合共振の動的な主不安定領域は次式で囲まれた部分である。

$$\Omega = \Omega_1 + \Omega_2 \pm (\Omega_1 h_1 + \Omega_2 h_2) \sqrt{\frac{\mu^2 k_{12}^* k_{21}^* \cos^2 \alpha}{4\Omega_1^2 \Omega_2^2 K_x^4 h_1 h_2} - 1} \quad (26)$$

## 5. 解析結果および考察

Fig.2は  $\beta = 60^\circ$  における、Fig.3は  $\beta = 45^\circ$  における結合共振の動的な不安定領域をそれぞれ示したものである(いずれの図も線で囲まれた内部が動的な不安定領域を表す)。ここでいずれの図も縦軸は変動張力振動数に対する1次振動数と2次振動数の和の比を、横軸は変動張力振幅に対する初期張力の2倍の比(式(9b))をとったものである。

まず無減衰の場合、単純共振 ( $\omega \approx 2\omega_1, \omega \approx 2\omega_2$  に対応する共振) においては、 $\alpha$  の増加により不安定領域の幅、すなわちある変動張力振幅において係数励振振動を引き起こす  $\omega$  の範囲を大きく減少させる傾向を示すことが著者らの研究<sup>9)</sup>により明らかにされている。一方結合共振の不安定領域もFig.2, Fig.3より  $\alpha$  の増加により減少する傾向はみられるものの、その影響は単純共振に比べ非常に小さい。ただし減衰の影響を考慮すると、 $\alpha$  の影響が顕著に現れている。

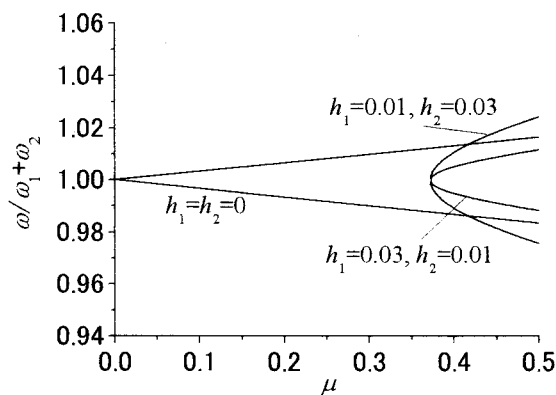
次に  $\beta$  についてはいずれの場合も  $\beta$  の減少に伴い不安定領域の幅が広がっている。 $\beta$  は水平一回転振動の連成項の大きさを決定するパラメータであり、 $\beta$  の減少は連成の度合いが強くなることを意味する。このことは  $\beta$  の減少による結合共振における不安定領域の広がりに対応するものである。

またFig.2, Fig.3のいずれにおいても、減衰の存在により結合共振の発生する限界の  $\mu$  が存在することとなる。これは単純共振においても同様のことがいえるが、結合共振では式(25)より

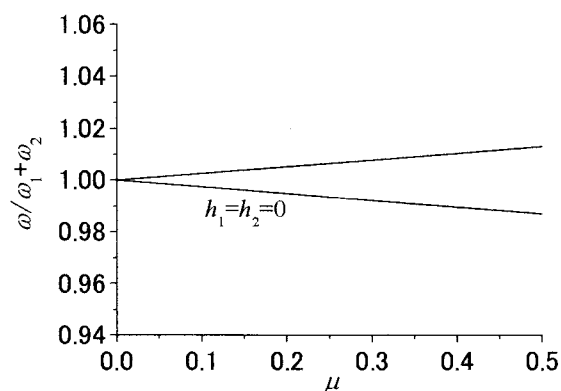
$$\mu > \sqrt{\frac{4\Omega_1^2 \Omega_2^2 K_x^4 h_1 h_2}{k_{12}^* k_{21}^* \cos^2 \alpha}} \quad (27)$$

となる場合に結合共振が発生するといえる。例えば  $\beta = 60^\circ$  の場合をみると、 $(h_1, h_2) = (0.01, 0.03)$  または  $(0.03, 0.01)$  では  $\alpha = 10^\circ$  で不安定領域が完全に消失している一方、 $\beta = 45^\circ$  では  $\alpha = 15^\circ$  でも依然として不安定領域が存在する。

しかし、不安定領域の幅という観点でみると、減衰定数の組み合わせにより、無減衰時よりも逆に広がってしまう可能性が指摘される。不安定領域の存



(a)  $\alpha=0^\circ$



(b)  $\alpha=10^\circ$

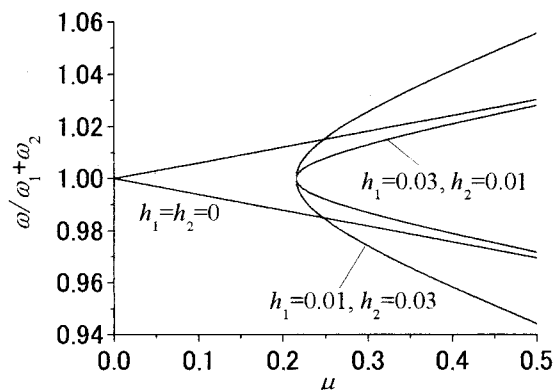
Fig.2 Regions of dynamic instability ( $\beta=60^\circ$ )  
(The inner area surrounded by the lines express the regions of dynamic instability.)

在範囲を示す条件式である式(26)より  $\mu$  の下限値は  $h_1$  と  $h_2$  の積の関数であることから、これと減衰定数比  $h_1/h_2$  による影響はFig.2, Fig.3より非常に大きいといえる。この減衰の付加による不安定化は非連成の係数励振振動においてはみられない現象であり、特徴的なものである。

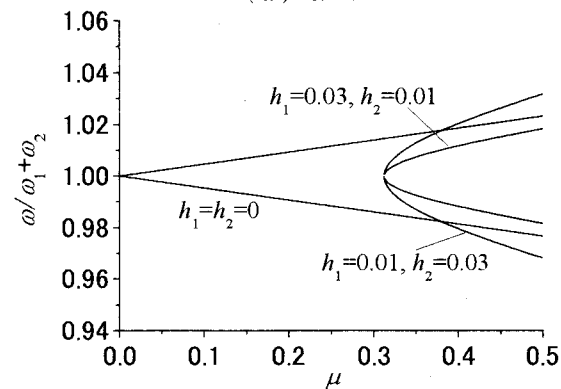
## 6. まとめ

本研究は波浪や交通荷重などの外力作用による係留索の周期変動張力発生により励起される可能性のある係数励振振動のうち、結合共振の特性について検討を行ったものである。具体的には支配方程式を変形し、結合共振による動的不安定領域を求め、それに及ぼす傾角  $\alpha$ 、取り付け角度  $\beta$ 、減衰定数の影響について考察した。得られた知見をまとめると以下のとおりである。

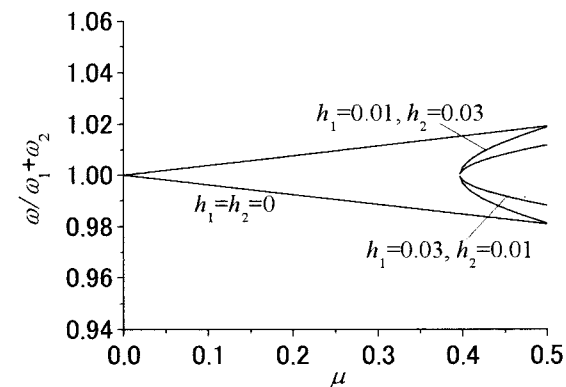
- (1) 傾角の増加により動的不安定領域を減少させることができる。しかしその効果は単純共振に比べ小さい。
- (2) 取り付け角度が小さくなると、結合共振の動



(a)  $\alpha=0^\circ$



(b)  $\alpha=10^\circ$



(c)  $\alpha=15^\circ$

Fig.3 Regions of dynamic instability ( $\beta=45^\circ$ )  
(The inner area surrounded by the lines express the regions of dynamic instability.)

的不安定領域は広がる。これは水平振動と回転振動の連成が強くなるためと考えられる。

- (3) 減衰定数の増加とともに、結合共振が発生する  $\mu$  (初期張力に対する変動張力の比) の下限値は大きくなるが、減衰定数の組み合わせによっては、無減衰時に比べて逆に動的不安定領域が広がることもある。

今後は係留索の非線形性が係数励振振動の応答に及ぼす影響について解析するとともに、本研究で直

線ケーブルと仮定した係留索そのものの運動を考慮した動的不安定性の検討を行う予定である。

#### 参考文献

- 1) (社) 水中トンネル研究調査会：水中トンネル 第I編 計画から設計施工まで, 1995.
- 2) (社) 水中トンネル研究調査会：水中トンネル 第II編 ケーススタディー, 1995.
- 3) Bolotin, V.V. : The Dynamic Stability of Elastic Systems, Holden-Day, Inc., 1964.
- 4) A.H.Nayfeh, and D.T.Mook, : Parametric excitations of linear systems having many degrees of freedom, The Journal of the Acoustical Society of America, Vol.62, No.2, 1977.
- 5) A.H.Nayfeh, and D.T.Mook, : Nonlinear Oscillations, John Wiley & Sons, Inc., 1979.
- 6) 高橋和雄, 鎌田智之, 花田博史 : 係数励振力と周期的変動荷重を受ける偏平ケーブルの非線形振動, 土木学会論文集, No.549, 1-37, pp.115-124, 1996.
- 7) K.Takahashi : Dynamic stability of cables subjected to an axial periodic load, Journal of Sound and Vibration, **144**(2), pp.323-330, 1991.
- 8) 経塚雄策, 中村彰一, 高木又男 : 規則波中における係留浮体の不安定左右揺について, 日本造船学会論文集, 第142号, pp.83-89, 1977.
- 9) 吉田宏一郎, 米家卓也, 岡 徳昭 : 緊張繫留プラットフォームの動的応答特性, 日本造船学会論文集, 第146号, pp.195-205, 1979.
- 10) 西原誠一郎, 今北明彦 : Tension Leg Platformの係数励起振動, 日本造船学会論文集, 第145号, pp.219-226, 1979.
- 11) 土木学会 : ケーブル・スペース構造の基礎と応用, 1999.
- 12) J.C.Lee : A study of coupled Mathieu equations by using of infinite determinants, Journal of Applied Mechanics, Vol.43, pp.349-352, 1976.
- 13) T.Yamamoto and A.Saito : On the vibrations summed and differential types under parametric excitation, Memoirs of the Faculty of Engineering, Nagoya University, 22, pp.54-123, 1970.
- 14) M.Sato, S.Kanie, T.Mikami, H.Gunawan and K.Sato : Dynamic Instability Characteristics of Submerged Floating Tunnel, Proceedings of the Ninth East-Asia Pacific Conference on Structural Engineering and Construction, paper no.379, 2003.