

超大型浮体構造の撓み波動伝搬挙動と強度に 関する基礎的考察 (第2報)

正員 坪 郷 尚*

A Basic Investigation on Deflection Wave Propagation and Strength of Very Large Floating Structures
(The 2nd Report)

by Takashi Tsubogo, *Member*

Summary

This paper deals with the dynamic response of Very Large Floating Structures (VLFS) in regular waves considering the deflection wave propagation (VLFS-wave) using a simple beam modeling. Firstly, the dispersion relation of VLFS-wave is derived based on the analogy of linear water wave theory, and the relation between the incident wave length and VLFS-wave length is derived. The effects of water depth and rigidity of VLFS on wave length (or dispersion relation) of VLFS-wave are investigated. Next, the reflection wave due to the difference of dispersion relation between the incident wave and VLFS-wave is discussed under some particular assumptions. Finally, a simple method for the response analysis of VLFS is proposed. Using this method, the dynamic response analysis is carried out numerically, and its validity is shown as compared with the results of some other exact analyses. From these results, we can identify the following properties of VLFS: (1) VLFS-wave propagates faster than the incident wave. (2) VLFS-wave length is longer than the incident wave length. (3) When the water depth or the rigidity of VLFS increases, VLFS-wave length also increases. (4) When the incident wave number is sufficiently smaller than the characteristic wave number of VLFS, the wave length or the wave height of VLFS-wave becomes equal to those of the incident wave.

1. 結 言

大規模なマット型浮体構造では水深や喫水に比べ長さや幅が極端に大きいため、幾何学的かつ力学的に相似な模型実験は困難になる。そこで理論計算による挙動推定が必要となってくる。今日ではその手法は確立されたように思われる。数多くの詳細な数値シミュレーション結果が報告され、別途行われた水槽実験の結果を正確に表現できている。しかし、これらの詳細で正確な理論では各種の設計パラメータ、例えば入射波の波長、浮体剛性、波向き等が、応答や強度にどの程度影響を及ぼすか、計算するまで予想が難しい。

他方、鈴木・吉田¹⁾は Froude-Krylov の仮定の下に、長

大なマット型浮体構造を一樣梁としてモデル化し、構造工学的に重要と思われる結果をいくつか導いている。モデル化が比較的簡易であるため導出される理論式等も簡単になるが、その理論式に現れる設計パラメータを見れば、その影響を知るのは容易である。結果が簡単な数式で表現されていることは、初期設計においては重要である。彼らが設計上重要であると提案しているパラメータに特性波数(あるいは特性距離)があるが、本論文においても応答に関してこのパラメータが最重要となる。

著者はこの研究をさらに調べ、長大マット型浮体構造の波乗り現象の本質が、梁の振動方程式の特解に起因しているという見解に至った²⁾³⁾。そこでこの特解について詳しく調べるため、前報⁴⁾では無限長の梁を考え、そこを伝わる波動について考察した。簡単な式展開により浮体を伝わる波の分散関係を導出し、これを用いて応答計算などを行ったが、そこにはいくつかの問題点があった。例えば、変位振幅あるいは圧力振幅に関する仮定が Froude-Krylov の仮定となっている；入射波と浮体振動の周波数が異なるのは

* 大阪府立大学工学部

原稿受理 平成9年7月7日

秋季講演会において講演 平成9年11月14, 15日

物理的に受け入れがたい；浅水影響が考慮されていない；変位について問題となる端部の応答について何も情報を提供していない；等である。本第2報ではこれらの問題点のいくつかについて、解決あるいは修正し、長大マット型浮体構造の波浪応答に関する簡易式を提案する。

2. 浮体波動理論

前報において示した、無限水深における浮体波の分散関係を有限水深のものに拡張し、水深や浮体剛性の分散関係に及ぼす影響を調べる。また波乗り問題における特性波数の重要性について述べる。

2.1 浮体波の分散関係

Fig. 1 に示すような海面に浮かぶ幅 B 、厚さが無視できる無限長の梁 (VLFS) を2次元問題として考える。線形水波理論からの類推により、この浮体波の速度ポテンシャル Φ_v は以下の条件を満足するラプラス方程式の解である。

$$[B] \quad \frac{\partial \Phi_v}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = -h \quad (1)$$

$$[HK] \quad \frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\partial \Phi_v}{\partial z} \quad \text{on } z = 0 \quad (2)$$

$$[HD] \quad P = -\rho_w g z - \rho_w \frac{\partial \Phi_v}{\partial t},$$

$$\rho A \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + EI \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} = PB$$

$$\text{on } z = w \quad (3)$$

ここに、変動量は静的釣合状態からの変化量を考え、 w ：梁の撓み、 ρA ：浮体線密度、 EI ：浮体曲げ剛性、また $\cos \frac{\partial w}{\partial x} \sim 1$ としている。

線形水波理論によると、水波の速度ポテンシャル Φ_0 は x 方向に周期性の境界条件を設定すると波振幅 $|\zeta_0|$ と波数 k_0 を任意数として決定できた。浮体波の場合も同様に x 方向に周期性の境界条件を設定すると、浮体の変位振幅 $|w|$ と浮体波の波数 k を任意数として Φ_v は決定できる。 x 方向に周期性の境界条件を設定するという事は、圧力の振動が伝搬すると仮定した事と同じである。海底での条件と x 方向の周期性を満足する解は水波の場合同様、

$$\Phi_v = -\alpha \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \cos(kx - \omega t) \quad (4)$$

となる。 α は未定係数である。これを境界条件(3)に代入すると、梁の両端から十分離れたところの撓み w すなわち特解が下式のように得られる。

$$w = |w| \sin(kx - \omega t) \quad (5)$$

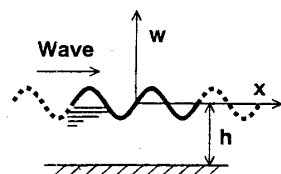


Fig. 1 Infinite long beam on the sea

$$|w| = \frac{\alpha \rho_w B \omega}{k_c - \rho A \omega^2 + EI k^4} \quad (6)$$

ただし $k_c \equiv \rho_w g B$ と置いた。この特解は波数支配領域 ($k_c \geq \rho A \omega^2$) において本質的である²⁾³⁾。周波数支配領域 ($k_c \leq \rho A \omega^2$) では梁の境界条件が効いてくるためにこの特解だけでは不十分となる。本論文では波数支配領域のみを議論する。(6)式より α が $|w|$ で表されたので、前述の通り浮体の変位振幅 $|w|$ と浮体波の波数 k を任意数として速度ポテンシャル Φ_v は決定できたといえる。ここで(6)式を簡単に表示するために D を以下のように導入する¹⁾。

$$D \equiv 1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 + \left(\frac{k}{k_p} \right)^4 \quad (7)$$

$$k_p \equiv \left(\frac{k_c}{EI} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad \omega_0 \equiv \sqrt{\frac{k_c}{\rho A}} \quad (8)$$

波数支配領域 ($\omega \leq \omega_0$) では常に $D > 0$ である。この D を用いると(6)式は、

$$|w| = \alpha \frac{\omega}{gD} \quad (9)$$

と簡単になり、これを用いると浮体波の速度ポテンシャル Φ_v は結局以下ようになる。

$$\Phi_v = -\frac{g|w|D}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \cos(kx - \omega t) \quad (10)$$

条件(2)に式(5)(10)を代入すると浮体波の分散関係、

$$\omega^2 = gkD \tanh kh \quad (11)$$

が得られる。これを(7)式に代入すると、

$$D = \frac{1 + \left(\frac{k}{k_p} \right)^4}{1 + \frac{gk \tanh kh}{\omega_0^2}} > 0 \quad (12)$$

であることがわかる。これより k が0から増大していても D は常に正値をとる。つまり D は全周波数領域にわたり正値をとる。群速度 $d\omega/dk$ 及び浮体波の波速 v は以下のようなになる。

$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{2} v \frac{DN}{1 + \left(\frac{k}{k_p} \right)^4} \quad (13)$$

$$N \equiv 1 + \frac{kh}{\cosh kh \sinh kh} + \frac{4}{D} \left(\frac{k}{k_p} \right)^4 \quad (14)$$

$$v = \frac{\omega}{k} = \sqrt{gD \tanh kh / k} \quad (15)$$

また調和振動を考えると、水波と浮体波の間には次の関係があることがわかる。

$$\omega^2/g = k_0 \tanh k_0 h = kD \tanh kh \quad (16)$$

浅水の場合は、

$$k_0 = k\sqrt{D} \quad (17)$$

無限水深の場合は、

$$k_0 = kD \quad (18)$$

となる。低波数領域 ($(\omega/\omega_0)^2 \ll 1$) では、浅水のとき $k_0 \sim k[1 + (k/k_p)^4/2] \geq k$ 、無限水深のとき $k_0 \sim k[1 + (k/k_p)^4] \geq k$ と

¹⁾ ω_0, k_p 等の定数を付録に示す。

なり、浮体波は無限遠方の水波より高速、長波長で伝搬する。

2.2 水深の分散関係への影響

水深の影響は基本的には水波の場合と同じである。円振動数 ω の入射波があるとき、振動数一定の下、(11)式において水深の変化に対する波数の変化を調べると以下になる。

$$N \frac{dk}{k} = - \frac{kh}{\cosh kh \sinh kh} \frac{dh}{h} \quad (19)$$

微小変化量以外が正值であることに注意すると、

$$dh \geq 0 \text{ ならば } dk \leq 0$$

すなわち水深が増すと長波長になる。

Table 1 に示す VLFS model⁵⁾ を例に水深の分散関係への影響を数値的に調べる。結果を Fig. 2 に示す。実線が水深 8.5 m と無限水深のものであるが、同一振動数に対し水深が増すと波長が長くなるのが確認できる。Fig. 3 の実線はこのときの水波と浮体波の波長の関係を示している。 λ_0 は入射波の波長である。浮体波は無限遠方の水波より長波長で伝搬しているのが確認できる。

2.3 浮体剛性の分散関係への影響

円振動数 ω の入射波があるとき、振動数一定の下、(11)式において浮体剛性の変化に対する波数の変化を調べると以下になる。

$$N \frac{dk}{k} = - \frac{1}{D} \left(\frac{k}{k_p} \right)^4 \frac{d(EI)}{EI} \quad (20)$$

微小変化量以外が正值であることに注意すると、

$$d(EI) \geq 0 \text{ ならば } dk \leq 0$$

すなわち剛性が増すと長波長になる。 $EI \rightarrow 0$ のとき、低波数領域 ($(\omega/\omega_0)^2 \ll 1$) では $D \sim 1$ 、 $\Phi_v \sim \Phi_0$ となり波乗り状態となる。

Table 1 に示す VLFS model⁵⁾ を例に剛性の分散関係への影響を数値的に調べる。 $L/\lambda_0 = 4.0$ すなわち入射波の波長 λ_0 が 75.0 m のとき、(16)式あるいは Fig. 3 より、浮体波の波長は 148.2 m となる。安澤ら⁵⁾ の正確な計算結果を観察すると、この浮体波の波長は約 200.0 m である。この差は本仮定での浮体長が無限となっていることによると考えられる。浮体長 300.0 m に対して浮体波の波長が大きいために端部影響が出ていると思われる(分散性の破れ)。安

Table 1 Principal properties of VLFS model for calculation

$L(\text{length})$	300.0m
$B(\text{breadth})$	60.0m
draft	0.5m
$h(\text{water depth})$	8.5m
ρA	$3.075 \times 10^4 \text{ kg/m}$
EI	$4.7 \times 10^{11} \text{ Nm}^2$
k_p	$3.365 \times 10^{-2} / \text{m}$
λ_p	186.7m
ω_p	0.4276/s
ω_0	4.427/s

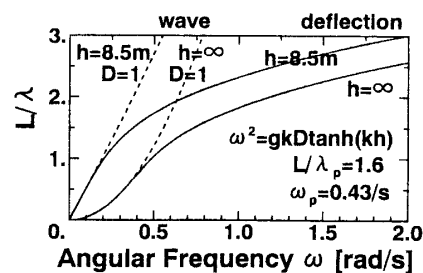


Fig. 2 Dispersion relation

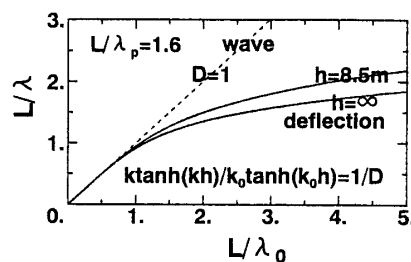


Fig. 3 Transformation of wave number

澤らの手法においても浮体長を大きくしていくと前記の波長に近づくかもしれない。どちらにせよ、浮体波が入射波に比べ長波長で伝搬している性質が確認できる。さて剛性を $EI \times 10^{-4}$ に落とした場合の分散関係の様子を Fig. 2 の破線に示す。このときの水波と浮体波の波長の関係を Fig. 3 の破線に示す。剛性が $EI \times 10^{-4}$ となると特性波数は 10 倍になる。入射波の波長 λ_0 が 75.0 m のときは $D \sim 1$ である。 $D \sim 1$ は波乗りを意味するが、この場合の安澤ら⁵⁾ の正確な計算結果を観察すると、浮体波の波長は約 78.0 m である。

以上より、浮体波の分散関係(11)式および入射波と浮体波の波長の関係(16)式は、定性的には現象を説明できているといえる。

2.4 波乗り条件

波乗りを、入射波と浮体波の波長が等しくなるとき、と定義しておく。位相差や波高を考慮していない事に注意しておく。(16)式より波乗り条件は、

$$k_0 = k \Leftrightarrow D = 1 \quad (21)$$

となる。 $\Rightarrow$ は明かで、 $\Leftarrow$ は $\tanh kh$ の単調性を考えるとわかる。また(7)式より波乗り条件は以下のようにも表される²⁾。

$$D = 1 \Leftrightarrow \frac{EI}{\rho A} = \frac{\omega^2}{k_0^4} = \frac{g \tanh k_0 h}{k_0^3} \quad (22)$$

これは厳密に入射波と浮体波の波長が等しくなることを表す³⁾が、実用的には、(7)式より低波数領域 ($(\omega/\omega_0)^2 \ll 1$) で

²⁾ 付録参照

³⁾ Table 1 に示す VLFS model⁵⁾ の場合、 $L/\lambda_0 = 0.1115$ のときに、また $EI \times 10^{-4}$ では $L/\lambda_0 = 8.597$ のときに厳密に入射波と浮体波の波長が等しくなる。

成立する下記の条件が判断の目安となる。

$$D=1 \Leftrightarrow k_0/k_p \ll 1 \quad (23)$$

すなわち特性波数に比べ入射波の波数が十分小さいときには波乗りと判断できる。波乗りを避けるためには特性波数を小さく（浮体を剛に）しなければならない。この節では浮体の応答について何も述べていないが、得られた結果は鈴木ら¹⁾⁶⁾⁷⁾が簡単な周波数応答解析より特に変位振幅を押さえるために提案した、剛性を上げてすなわち特性波数を小さくし波乗り波数領域を低周波側に圧縮する、という思想に合致する。たとえ浮体を剛にしても非常に波長の長い波が入射すれば波乗りとなる。しかし浮体が柔軟になるとかなり波長の短い波に対しても波に乗ってしまう。

さて、前節の結果より浮体が剛になると浮体波の波長も長くなるので、この結果は(7)式を見ただけではわかりにくい、剛性の変化に対する D の変化を見ると、

$$\begin{aligned} \frac{dD}{D} &= \frac{4}{D} \left(\frac{k}{k_p} \right)^3 d \left(\frac{k}{k_p} \right) \\ &= - \left(1 + \frac{kh}{\cosh kh \sinh kh} \right) \frac{dk}{k} \\ &= \frac{\left(\frac{k}{k_p} \right)^4 \left(1 + \frac{kh}{\cosh kh \sinh kh} \right)}{DN} \\ &\quad \times \frac{d(EI)}{EI} \end{aligned} \quad (24)$$

微小変化量以外が正值であることに注意すると、

$$d(EI) \geq 0 \text{ ならば } dD \geq 0$$

すなわち剛性が増すと浮体波は長波長になるが、 D あるいは k/k_p は増加する（波乗りを避ける $\Leftrightarrow D \gg 1$ あるいは $k/k_p \gg 1$ ）。

これらのパラメータの単調性すなわち 1:1 に対応していることは注目すべき点である。

3. 分散性の違いによる反射波

分散性の違いによる反射波の振幅について考える。ゼロ喫水と考えているので鉛直面による反射波は考えない。Fig. 4 に示す様な、半無限長の梁に半無限領域からの入射波がある場合を想定する。領域分割法的な考え方で、水波側を領域 I、浮体波側を領域 II とする。通常の領域分割法では解の形を固有関数の線形結合で表すが、ここではその 1 つだけで表現することにする。よって境界条件の全てを満足しない可能性がある。

各領域における速度ポテンシャルを以下のようにおく。

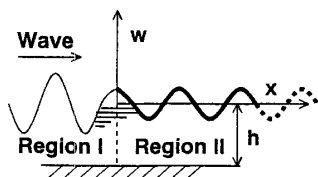


Fig. 4 Semi-infinite long beam on the sea

$$\Phi_I = \Phi_0 + \Phi_R + \Phi_S$$

$$\Phi_0 = -\frac{g|\zeta_0|}{\omega} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} \cos(k_0 x - \omega t)$$

$$\Phi_R = -\frac{g|\zeta_R|}{\omega} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} \cos(k_0 x + \omega t)$$

$$\Phi_S = \frac{gS_j^-}{\omega} \frac{\cos k_j^-(z+h)}{\cos k_j^- h} \cos(\omega t - \theta_j^-) e^{k_j^- x}$$

$$\Phi_{II} = \Phi_S^+ + \Phi_V$$

$$\Phi_S^+ = -\frac{gS_j^+}{\omega} \frac{\cos k_j^+(z+h)}{\cos k_j^+ h} \cos(\omega t + \theta_j^+) e^{-k_j^+ x}$$

$$\Phi_V = -\frac{g|w|D}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \cos(kx - \omega t) \quad (25)$$

ここで、 Φ_I, Φ_{II} はそれぞれ領域 I, II の速度ポテンシャルで、 Φ_0 は入射波、 Φ_R は反射波、 Φ_V は浮体波、 Φ_S^+ は領域境界付近での散乱波、を表す。また物理的に $k_j^+ \geq 0$ である。 $\Phi_I|_{x=0} = \Phi_{II}|_{x=0}$, $\partial\Phi_I/\partial x|_{x=0} = \partial\Phi_{II}/\partial x|_{x=0}$ を要求すると以下の条件を得る。

$$\begin{aligned} S_j^- \frac{\cos k_j^-(z+h)}{\cos k_j^- h} \sin \theta_j^- \\ = S_j^+ \frac{\cos k_j^+(z+h)}{\cos k_j^+ h} \sin \theta_j^+ \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} S_j^- \frac{\cos k_j^-(z+h)}{\cos k_j^- h} \cos \theta_j^- \\ + S_j^+ \frac{\cos k_j^+(z+h)}{\cos k_j^+ h} \cos \theta_j^+ \\ = \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} (|\zeta_0| + |\zeta_R|) \\ - \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} |w|D \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} k_j^- S_j^- \frac{\cos k_j^-(z+h)}{\cos k_j^- h} \cos \theta_j^- \\ = k_j^+ S_j^+ \frac{\cos k_j^+(z+h)}{\cos k_j^+ h} \cos \theta_j^+ \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} k_j^- S_j^- \frac{\cos k_j^-(z+h)}{\cos k_j^- h} \sin \theta_j^- \\ + k_j^+ S_j^+ \frac{\cos k_j^+(z+h)}{\cos k_j^+ h} \sin \theta_j^+ \\ = k_0 \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} (|\zeta_0| - |\zeta_R|) \\ - k \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} |w|D \end{aligned} \quad (29)$$

(26) (28) 式より、 $k_j \equiv k_j^+$, $S_j \equiv S_j^+$, $\theta_j \equiv \theta_j^+$, $-\pi/2 \leq \theta_j \leq \pi/2$, とおく。このとき (29) 式 ÷ (27) 式が任意の z で成立することを要求すると、

$$k = k_j \tan \theta_j \quad (30)$$

$$|\zeta_R| = \frac{k_0 - k}{k_0 + k} |\zeta_0| \quad (31)$$

を得る。波乗り ($k_0 = k$) の時には反射は起こらず、浮体が剛になると $|\zeta_R| \sim |\zeta_0|$ なる反射が起こる。

(27) (29) 式が任意の z で成立するとは考えられないため、少なくとも $z=0$ で成立することを要求する。これより、

$$S_j = \frac{1}{2 \cos \theta_j} (|\zeta_0| + |\zeta_R| - |w|D) \quad (32)$$

$$\Phi_s^{\pm} = \pm \frac{gS_j}{\omega} \frac{\cos k_j(z+h)}{\cos k_j h} \cos(\omega t \mp \theta_j) e^{\pm k_j x} \quad (33)$$

が得られる。 Φ_s に自由表面条件を課すと、以下のよく知られた関係が得られる。

$$\omega^2/g = -k_j \tan k_j h \quad (34)$$

この解を求めると $\theta_j \sim 0$ であることがわかる。結局 $\theta_j \sim kh/j\pi (j \rightarrow \infty)$, $k_j \sim j\pi/h (j \rightarrow \infty)$, $S_j \sim (|\zeta_0| + |\zeta_R| - |w|D)/2$ と考えて問題ない。

4. 周波数応答

領域IIにおける $z=0$ での力学的境界条件から浮体の撓み W を決定する。調和振動解として以下のようにおく。

$$W = X_s \cos \omega t - X_c \sin \omega t \quad (35)$$

$k_j \sim j\pi/h (j \rightarrow \infty)$ に注意すると X_c , X_s は以下の様になる⁴。

$$k_{\omega} = k_p [1 - (\omega/\omega_0)^2]^{1/4} \quad (36)$$

$$X_c = \sqrt{2} \left(\frac{k}{k_{\omega}} \right)^2 |w| e^{-\frac{k_{\omega}}{\sqrt{2}} x} \cos \left(\frac{k_{\omega}}{\sqrt{2}} x + \frac{\pi}{4} \right) + |w| \cos kx \quad (37)$$

$$X_s = \sqrt{2} \left(\frac{k}{k_{\omega}} \right)^3 |w| e^{-\frac{k_{\omega}}{\sqrt{2}} x} \cos \frac{k_{\omega}}{\sqrt{2}} x + |w| \sin kx \quad (38)$$

$$\frac{\partial^2 X_c}{\partial x^2} = \sqrt{2} k^2 |w| e^{-\frac{k_{\omega}}{\sqrt{2}} x} \cos \left(\frac{k_{\omega}}{\sqrt{2}} x - \frac{\pi}{4} \right) - k^2 |w| \cos kx \quad (39)$$

$$\frac{\partial^2 X_s}{\partial x^2} = \sqrt{2} \frac{k^3}{k_{\omega}} |w| e^{-\frac{k_{\omega}}{\sqrt{2}} x} \sin \frac{k_{\omega}}{\sqrt{2}} x - k^2 |w| \sin kx \quad (40)$$

4.1 エネルギー保存の仮定

$x=-\infty$ の入射波・反射波と $x=+\infty$ の浮体波との間にエネルギー散逸がないと仮定する。 $x=-\infty$ での平均流入エネルギーは、(単位長さ当たりの入射波のエネルギー) × (水波の群速度) - (単位長さ当たりの反射波のエネルギー) × (水波の群速度) であり、他方 $x=+\infty$ での平均流出エネルギーは、(単位長さ当たりの浮体波のエネルギー) × (浮体波の群速度) であるから、次の関係式が得られる。

$$\frac{|w|}{|\zeta_0|} = \frac{2k}{k_0 + k} \sqrt{1 + \frac{k_0 h}{\cosh k_0 h \sinh k_0 h} \frac{DN}{DN}} \quad (41)$$

式(35)～(41)を用いて、Table 1 に示す VLFS model⁵⁾ を例に周波数応答の様子を数値的に調べる。変位振幅の様子を Fig. 6 (自由端)、7 (中央部) の実線に示す。曲げモーメント振幅の様子を Fig. 8 (中央部) の実線に示す。また浮体長方向の変位振幅の分布を Fig. 9 の実線に示す。同じく浮体長方向の曲げモーメント振幅の分布を Fig. 10 の実線に示す。安澤ら⁵⁾ の正確な計算結果⁵ と比較すると $L/\lambda_0 = 1.0$ 以外はかなり安全側の評価になっていることがわかる。

⁴ 付録参照

⁵ 付録に安澤ら⁵⁾ の計算結果を示す。

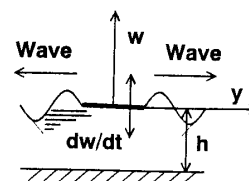


Fig. 5 Damping model

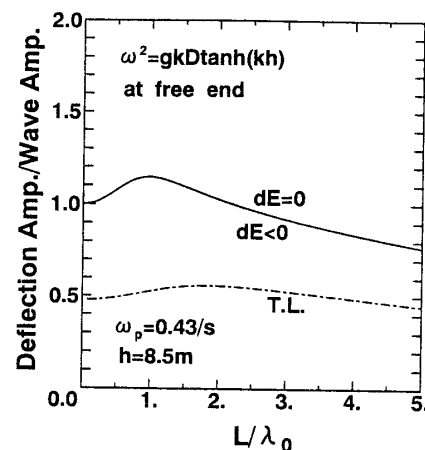


Fig. 6 Frequency response of deflection amplitude at free end

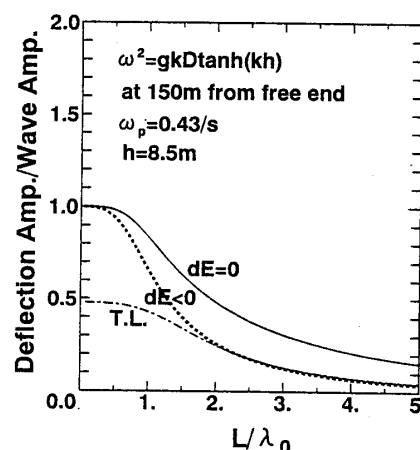


Fig. 7 Frequency response of deflection amplitude at 150 m from free end

この主原因は3次元影響、特に浮体長辺での波長の違いによる造波が影響しているものと考えられる。Fig. 3 より $L/\lambda_0 \leq 1.0$ では波乗りになっているため、造波影響は少ないと予想される。

4.2 簡易補正

波に乗らない領域での、この造波減衰の影響に対する簡易補正を考える。自由端から十分離れたある x 断面で浮体を切断してみる (Fig. 5)。

この dx 部で造波に使われるエネルギーの時間平均は、

$$N_z \left(\frac{\partial W}{\partial t} \right)^2 dx = \frac{1}{2} N_z \omega^2 (X_c^2 + X_s^2) dx$$

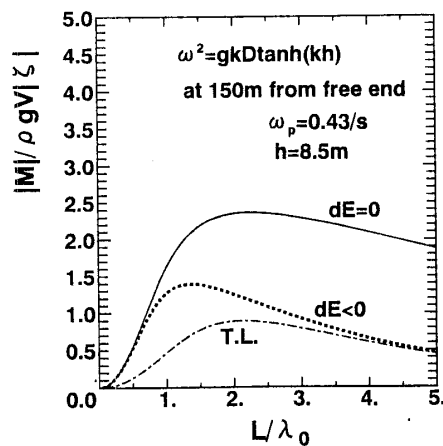


Fig. 8 Frequency response of bending moment amplitude at 150 m from free end

$$N_z \sim \frac{k_c}{g} B\omega$$

である。ここで N_z は造波減衰係数である。自由端から十分離れると $W \sim w$ となるが、このとき dx 部での造波による浮体波動エネルギーの変化 $dE(x)$ は結局、

$$dE(x) = -\frac{1}{2} N_z \omega^2 |w|(x)^2 dx \quad (42)$$

となる。これまでの2次元問題では $|w|$ は定数であったが、ここでは擬似的に3次元影響を取り込むため、その影響をこの振幅 $|w|$ に含ませることにする。すなわち浮体波動エネルギーの変化を $|w|$ の変化に置き換える。 x 断面で浮体波振幅が $|w|(x)$ のときの浮体波動エネルギーの流れ $E(x)$ は、

$$E(x) = \frac{1}{4} k_c v D N |w|(x)^2 \quad (43)$$

であり、 $x+dx$ 断面までに変化する量は、

$$dE(x) = \frac{1}{2} k_c v D N |w|(x) d|w|(x) \quad (44)$$

式(42)(44)を等置する事により下式を得る。

$$|w|(x) = |w|(0) e^{-Kx} \quad (45)$$

$$K \equiv \frac{N_z \omega k}{k_c D N} \geq 0 \quad (46)$$

さらに $|w|(0)$ は(41)式の $|w|$ で代用する事にする。簡易補正は式(37)(38)(39)(40)で $|w|$ の代わりに式(45)の $|w|(x)$ を用いる事で完了する。注意すべきは、式(23)で表される入射波に対してはこの補正は不要であることである。

Table 1 に示す VLFS model⁵⁾ を例にこの補正を施した周波数応答解析を行った。変位振幅の様子を Fig. 6 (自由端), 7 (中央部) の破線に示す。曲げモーメント振幅の様子を Fig. 8 (中央部) の破線に示す。また浮体長方向の変位振幅の分布についてこの補正を施した結果を Fig. 9 の破線に示す。同じく浮体長方向の曲げモーメント振幅の分布を Fig. 10 の破線に示す。 $L/\lambda_0 = 1.0$ (波乗り)を除き、この簡易解析は安澤ら⁵⁾ の正確な計算結果をよく表現できているといえる。

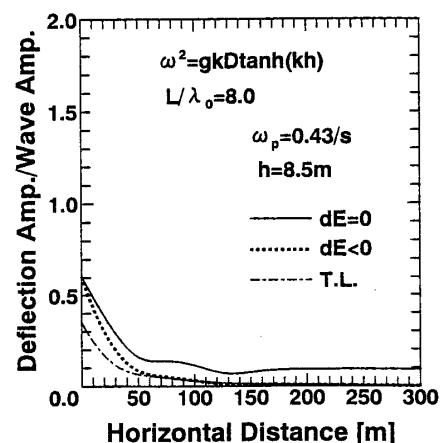
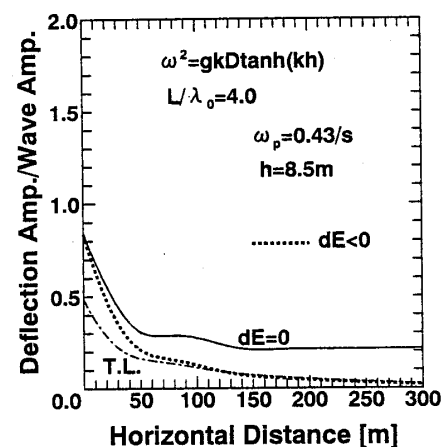
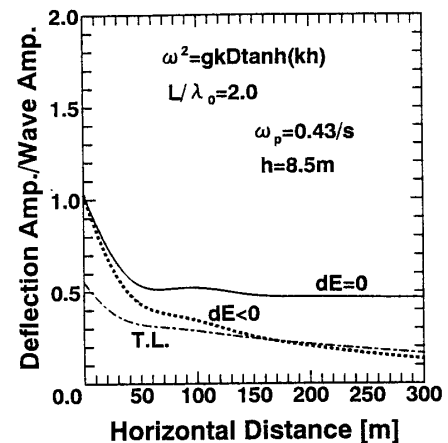
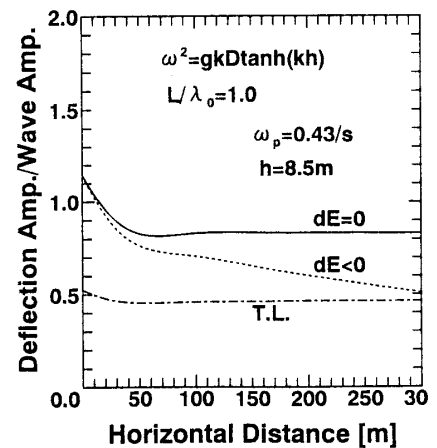


Fig. 9 Deflection amplitude distribution

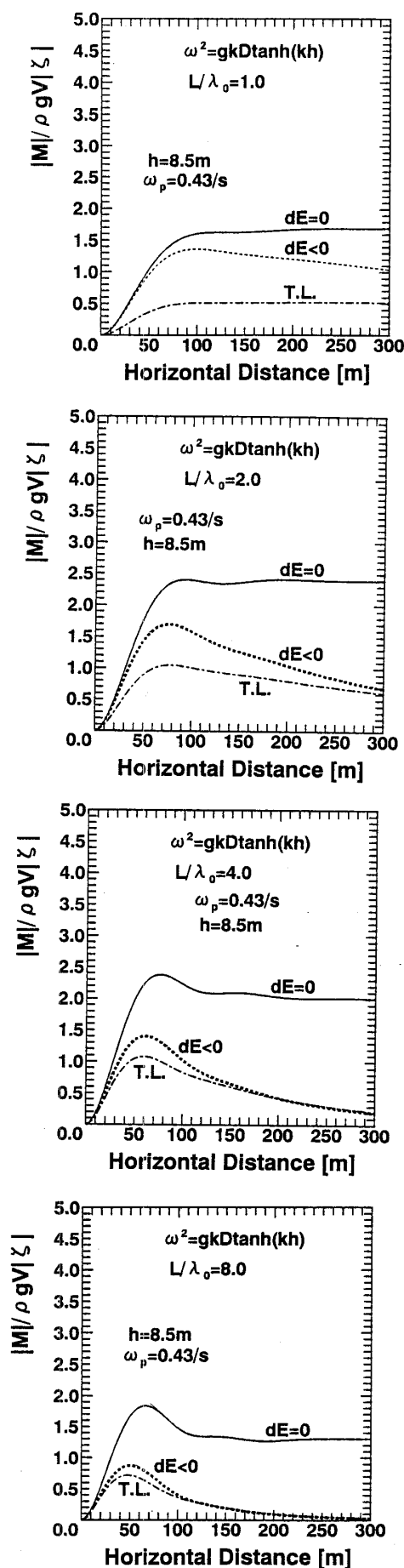


Fig. 10 Bending moment amplitude distribution

4.3 浮体剛性の応答への影響

連続一様な浮体剛性の応答への影響を調べる。まず変位振幅(41)式について調べる。式(14)(20)(24)より,

$$d(EI) \geq 0 \text{ ならば } d(DN) \geq 0$$

また $2k/(k_0+k) = 2/(1+k_0/k)$ で, さらに式(17)(18)より $\sqrt{D} \leq k_0/k \leq D$ であるから,

$$d(EI) \geq 0 \text{ ならば } d\left(\frac{w}{\xi_0}\right) \leq 0, d\left(k^2 \frac{w}{\xi_0}\right) \leq 0$$

すなわち剛性を増すと変位振幅, 曲げモーメント振幅ともに押さえることができる。浅水時には式(17)より,

$$\left|\frac{w}{\xi_0}\right| \sim \frac{2}{1+\sqrt{D}} \frac{1}{\sqrt{1+3\left(\frac{k}{k_p}\right)^4}} \quad (47)$$

無限水深の時には式(18)より,

$$\left|\frac{w}{\xi_0}\right| \sim \frac{2}{1+D} \frac{1}{\sqrt{1+5\left(\frac{k}{k_p}\right)^4}} \quad (48)$$

となり, 剛性の影響がより明瞭となる。

次に変位振幅の簡易補正式(45)について調べる。同様の議論より次のことがわかる。

$$d(EI) \geq 0 \text{ ならば } dK \leq 0$$

すなわち剛性を増すと入射部の変位振幅を押さえることができるが, その浮体長方向での減衰効果は下がる。この結果と簡易補正が波に乗らない領域で用いられる事を思い出すと, 波動伝搬には次の2つのタイプがあることが予想される。

- 1) 波乗りによる伝搬 (変位振幅は大きい)
- 2) 浮体が剛であることによる伝搬 (変位振幅小)

$D \sim 1$ のときは(41)式より,

$$\left|\frac{w}{\xi_0}\right| = \sqrt{\frac{1 + \frac{k_0 h}{\cosh k_0 h \sinh k_0 h}}{1 + \frac{k_0 h}{\cosh k_0 h \sinh k_0 h} + 4\left(\frac{k_0}{k_p}\right)^4}} \quad (49)$$

すなわち特性波数に比べ入射波の波数が十分小さいときには振幅も入射波のものと等しくなる。結局(23)式は入射波と浮体波で波長と振幅がほぼ等しくなる条件といえる。

4.4 Tension Leg の応答への影響

連続一様な Tension Leg 係留の応答への影響を調べる。単位長さ当たりのバネ定数を k_{TL} と置くと, 以下の修正のもとにこれまで議論されてきた等式がそのまま成立する。

$$D \equiv 1 + \frac{k_{TL}}{k_c} - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + \left(\frac{k}{k_p}\right)^4 \quad (50)$$

$$k_{\omega} \equiv k_p \left[1 + \frac{k_{TL}}{k_c} - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \right]^{\frac{1}{4}} \quad (51)$$

$$\left|\frac{w}{\xi_0}\right| = \frac{2k}{k_0+k} \sqrt{\frac{1 + \frac{k_0 h}{\cosh k_0 h \sinh k_0 h}}{DNT}} \quad (52)$$

$$T \equiv 1 + \frac{1}{2} \frac{k_{TL}}{k_c} \frac{1}{1 + (k/k_p)^4} \quad (53)$$

$$E(x) = \frac{1}{4} k_c v DNT |w|(x)^2 \quad (54)$$

$$K \equiv \frac{N_z \omega k}{k_c DNT} \geq 0 \quad (55)$$

これらよりただちに Tension Leg の影響を知ることができる。

$$N \frac{dk}{k} = -\frac{1}{D} d\left(\frac{k_{TL}}{k_c}\right) \quad (56)$$

$$dk_{TL} \geq 0 \text{ ならば } dk \leq 0$$

すなわち Tension Leg 係留は浮体波を長波長にする。また

$$\frac{dD}{D} = \frac{1 + \frac{kh}{\cosh kh \sinh kh}}{DN} d\left(\frac{k_{TL}}{k_c}\right) \quad (57)$$

$$dk_{TL} \geq 0 \text{ ならば } d\left|\frac{w}{\zeta_0}\right| \leq 0, d\left(k^2 \left|\frac{w}{\zeta_0}\right|\right) \leq 0$$

すなわち Tension Leg 係留により浮体波の変位振幅、曲げモーメント振幅ともに押さえることができる。定性的には Tension Leg 係留の効果は剛性を上げる効果に近いが、効果の周波数帯域は異なる。浮体剛性の増加が $k/k_p \geq 1$ で効果的であるのに対して、Tension Leg 係留の効果は式(53)より $k/k_p \leq 1$ で大きい。このことは波乗りに対して Tension Leg 係留が有効であることを示唆するが、この場合には浮体変位と Tension Leg の応力に対して注意を払わなければならない。

Table 1 に示す VLFS model に $k_{TL} = k_c$ なる Tension Leg 係留をした場合について周波数応答解析を行った。変位振幅の様子を Fig. 6 (自由端), 7 (中央部) の 1 点鎖線に示す。曲げモーメント振幅の様子を Fig. 8 (中央部) の 1 点鎖線に示す。またこのときの浮体長方向の変位振幅の分布を Fig. 9 の 1 点鎖線に示す。同じく浮体長方向の曲げモーメント振幅の分布を Fig. 10 の 1 点鎖線に示す。Tension Leg 係留の効果は $L/\lambda_0 \leq 2.3 (\Leftrightarrow k/k_p \leq 1)$ で大きい。

5. 結 言

本研究では長大マット型浮体構造の波浪中の応答について考察した。まず、長大浮体の境界から十分離れた場所を伝搬する波動の分散関係を導出した。そして水深や浮体剛性の分散性への影響を調べた。次に適当な仮定の下に、長大マット型浮体構造の周波数応答に関する簡易解析法を提案し、応答への浮体剛性、Tension Leg 係留の影響を調べた。得られた結果の内重要なものをまとめると、以下のようになる。

1. 浮体波は無限遠方の水波より高速、長波長で伝搬する。
2. 水深が増すと浮体波は長波長になる。
3. 浮体剛性が増すと浮体波は長波長になるがその振幅は小さくなる。
4. 特性波数に比べ入射波の波数が十分小さいときには浮体波の波長・振幅は入射波のものと等しくなる。
5. たとえ浮体を剛にしても非常に波長の長い波が入射すれば波乗りとなる。しかし浮体が柔軟になるとかなり波長の短い波に対しても波に乗ってしまう。
6. 入射部では水波と浮体波の分散関係の差に起因する

反射波が発生する。

7. 波に乗らない領域での、3 次元的な造波減衰の影響に対する簡易補正法を提案した。
8. 浮体剛性や Tension Leg の分散性や周波数応答への影響は特性波数を基準に知ることができる。応答値低減には、浮体波の波数が特性波数より小さい領域では Tension Leg が効果的で、浮体波の波数が特性波数より大きい領域では浮体剛性の増加が効果的である。

本研究では長大浮体の境界から十分離れた場所を伝搬する波動の分散関係を導出し、周波数応答に関する簡易解析法を提案したが、それらの適用範囲・精度については明確に示していない。今後 L/λ や D をパラメータとして詳しく調べる必要がある。

なお、本研究は(社)日本造船工業会造船学術研究推進機構より交付金を受けて行われた。関係各位に厚くお礼申し上げます。また付録の各図をご提供頂きました九州大学工学部安澤幸隆先生に心からお礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 鈴木英之, 吉田宏一郎: 超大型浮体の構造挙動および構造設計に関する考察, 日本造船学会論文集, 第 178 号 (1995), pp. 473-483.
- 2) 坪郷尚, 番場憲浩, 岡田博雄: 骨組要素モデルを用いた超大型浮体構造の動的弾性挙動に関する研究, Proc. Techno-Ocean'96 International Symposium, Vol. II (1996), pp. 651-656.
- 3) 坪郷尚, 岡田博雄: 弾性支床上の梁モデルによる長大浮体構造の動的撓み挙動特性に関する考察, 日本造船学会論文集, 第 181 号 (1997), pp. 289-298.
- 4) 坪郷尚, 岡田博雄: 超大型浮体構造の撓み波動伝搬挙動と強度に関する基礎的考察, 日本造船学会論文集, 第 181 号 (1997), pp. 299-307.
- 5) 安澤幸隆, 河野大介, 香川洸二, 北林研一: マット型超大型浮体構造物の波浪応答解析, 日本造船学会論文集, 第 181 号 (1997), pp. 111-122.
- 6) 鈴木英之, 吉田宏一郎: 超大型浮体の構造挙動および構造設計に関する考察—その 2: 弾性変形を考慮した復元性及び構造応答の設計—, 日本造船学会論文集, 第 179 号 (1996), pp. 339-348.
- 7) 藤久保昌彦, 矢尾哲也, 笈田弘紀: 一次元有限要素モデルによる超大型浮体の波浪中構造応答解析, 日本造船学会論文集, 第 179 号 (1996), pp. 349-358.
- 8) 安澤幸隆, 香川洸二, 河野大介: 超大型マット型浮体構造物に作用する流体力と波浪に対する応答の数値解析, Proc. Techno-Ocean'96 International Symposium, Vol. II (1996), pp. 703-708.
- 9) Takaki, M. and Gu, X.: Motions of a Floating Elastic Plate in Waves, Journal of Society of Naval Architects of Japan, Vol. 180 (1996), pp. 331-339.
- 10) Takaki, M. and Gu, X.: Motions of a Floating Elastic Plate in Waves (2nd Report), Journal of Society of Naval Architects of Japan, Vol. 181

(1997), pp. 103-109.

- 11) 矢後清和：可撓性箱型浮体の強制動揺実験と変動圧力分布，第13回海洋工学シンポジウム，日本造船学会，(1995)，pp. 313-320.
- 12) 矢後清和，遠藤久芳，千秋貞仁，関田欣治，大久保寛：浅喫水浮体式構造物の弾性応答について，Proc. Techno-Ocean'96 International Symposium, Vol. II (1996)，pp. 657-662.
- 13) 影本浩：セミサブ型及びボンツーン型大型浮体の波浪中性能の比較，第13回海洋工学シンポジウム，日本造船学会，(1995)，pp. 231-238.
- 14) 影本浩，藤野正隆，朱庭耀：超大型浮体に働く波力・流体力の推定法に関する研究，日本造船学会論文集，第179号 (1996)，pp. 173-182.
- 15) 村井基彦，影本浩，藤野正隆：超大型浮体の波浪中弾性挙動の推定法について，日本造船学会論文集，第178号 (1995)，pp. 213-224.
- 16) 村井基彦，影本浩，藤野正隆：超大型浮体の波浪中弾性挙動の推定法について—第2報—，日本造船学会論文集，第181号 (1997)，pp. 123-134.

A 付 録

領域IIにおける $z=0$ での力学的境界条件，

$$\rho A \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} + EI \frac{\partial^4 W}{\partial x^4} + k_c W = -\frac{k_c}{g} \frac{\partial \Phi_{II}}{\partial t} \quad (58)$$

の左辺に現れる各項について考える。

A.1 剛体モード振動数

〔慣性項〕と〔浮力弾性の項〕の大小関係を表す境界条件に依存しない指標として以下のようなパラメータを導入する。〔慣性項〕と〔浮力弾性の項〕の大きさが等しいとき，すなわち

$$\left| \rho A \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} \right| = |k_c W|$$

このときの周波数を剛体モード振動数 ω_0 と定義する。 $W = e^{i\omega_0 t}$ とおいて，

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k_c}{\rho A}} \quad (59)$$

A.2 特性波数

〔梁剛性の項〕と〔浮力弾性の項〕の大小関係を表す境界条件に依存しない指標として以下のようなパラメータを導入する。〔梁剛性の項〕と〔浮力弾性の項〕の大きさが等しいとき，すなわち

$$\left| EI \frac{\partial^4 W}{\partial x^4} \right| = |k_c W|$$

このときの波数を特性波数 k_p と定義する。 $W = e^{k_p x}$ とおいて，

$$k_p = \left(\frac{k_c}{EI} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (60)$$

A.3 波乗り波数

〔慣性項〕と〔梁剛性の項〕の大小関係を表す境界条件に依存しない指標として以下のようなパラメータを導入する。〔慣性項〕と〔梁剛性の項〕の大きさが等しいとき，すなわち

$$\left| \rho A \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} \right| = \left| EI \frac{\partial^4 W}{\partial x^4} \right|$$

このときの波数を波乗り波数と定義する。 $W = e^{kx + i\omega t}$ とおいて，

$$\omega^2 = \frac{EI}{\rho A} k^4 \quad (61)$$

このとき(7)式より $D=1$ である。逆に $D=1$ のとき(61)式が成立する。

A.4 空間減衰率

(58)式を変数分離した後，その同時方程式は次のようになる。

$$\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right] X + \frac{1}{k_p^4} \frac{\partial^4 X}{\partial x^4} = 0 \quad (62)$$

これは通常の方法でも一般解を求めることができるが，次のように考えることもできる。演算子を因数分解して，

$$\left(1 - \frac{2\zeta_c}{k\omega} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{(k\omega)^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \times \left(1 + \frac{2\zeta_c}{k\omega} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{(k\omega)^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) X = 0 \quad (63)$$

$$\zeta_c \equiv 1/\sqrt{2}$$

$-\zeta_c$ に対応する解は発散解であるため，

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + 2\zeta_c k\omega \frac{\partial}{\partial x} + (k\omega)^2 \right) X = 0$$

を求めればよい。これは1自由度振子の振動問題と同型である。そこでは減衰比 $\zeta_c = 1/\sqrt{2}$ あるいは対数減衰率が 2π であることは，特解について特別な意味を持っていた。

A.5 安澤らの計算結果

詳細計算結果として，文献5)のFig. 5, Fig. 14の一部，Fig. 4の一部を再掲する。文献5)において安澤らの開発した数値解析コードはSRIで行われた実験・計算を正確に表現しており，本論文では彼らの結果を正解値として考える。

Fig. 11は変位振幅の周波数応答の様子で本文中のFig. 6, 7に対応している。図中，黒丸は波入射部の変位振幅を，白丸は波入射部から150 mの点での変位振幅を表してい

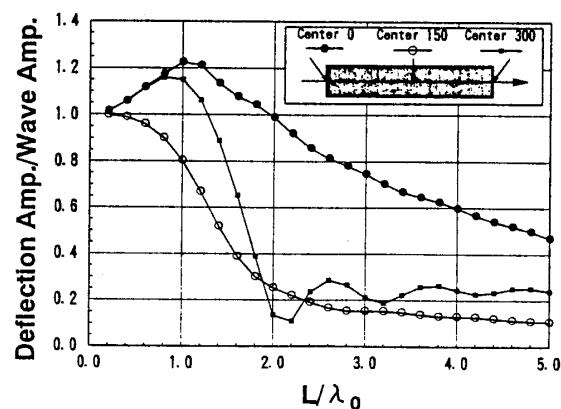


Fig. 11 Response curve of vertical displacement amplitude of a large floating structure (by YASUZAWA, Fig. 5)

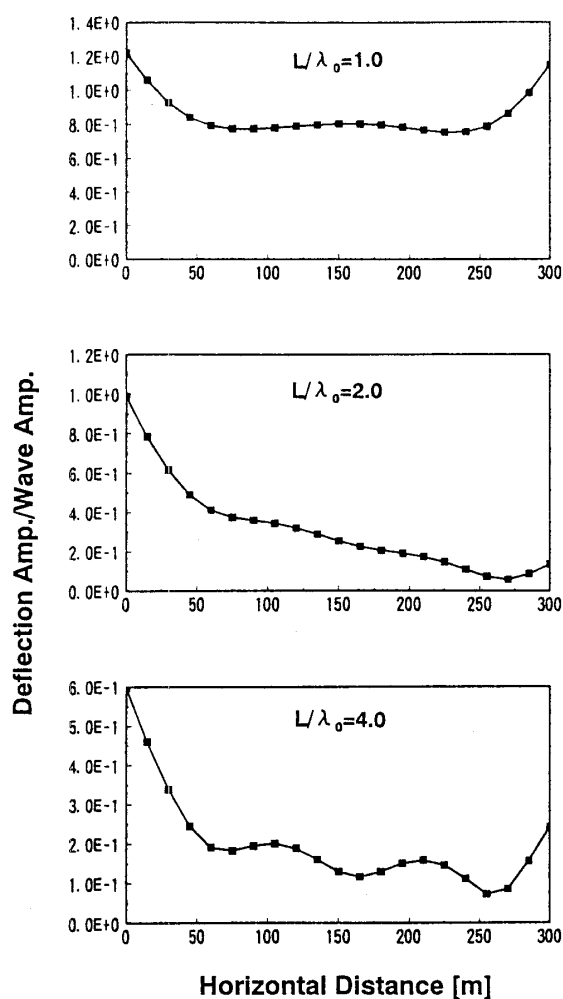


Fig. 12 Deflection amplitude distribution
(by YASUZAWA, Fig. 14(a))

る。

Fig. 12 は浮体長方向の変位振幅の分布を表していて、 $x=0$ が波入射部である。この図は本文中の Fig. 9 に対応している。

Fig. 13 は浮体長方向の曲げモーメント振幅の分布を表していて、本文中の Fig. 10 に対応している。縦軸の M_x は断面曲げモーメントを表している（単位に注意）。

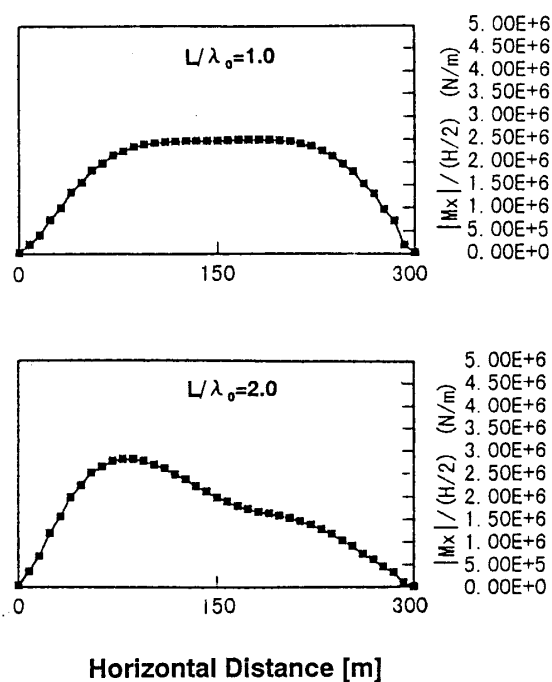


Fig. 13 Bending moment amplitude distribution
(by YASUZAWA, Fig. 4(b))