

超大型浮体構造物が有する津波高さの低減効果

Tsunami-Height Reduction Using Very Large Floating Structures

鹿児島大学学術研究院・理工学域 柿沼 太郎 (Taro Kakinuma)*
 鹿児島大学大学院・理工学研究科 中平 達也 (Tatsuya NAKAHIRA)*
 大鉄工業株式会社・線路部 勘場 隆嗣 (Takatsugu KAMBA)**
 関西大学・システム理工学部 村上 佳広 (Takahiro MURAKAMI)***
 東北大学・災害科学国際研究所 山下 啓 (Kei YAMASHITA)****

* Graduate School of Science and Engineering, Kagoshima University

** Department of Railroad, Daitetsu Kogyo Co., Ltd.

*** Faculty of Engineering Science, Kansai University

**** International Research Institute of Disaster Science, Tohoku University

1. 序 論

超大型浮体構造物は、海上空港や、風力・太陽光発電の基地、そして、災害時の避難場所や防災基地等としての利用が考えられている構造物である。浮体構造物が超大型である場合、流体上で構造物が変形するため、設計の際には、構造物の変形と流体の運動との相互干渉を把握しておく必要がある。海上空港上を荷重が移動する場合の、浮体応答の数値シミュレーションとして、例えば、遠藤 (2000), Hermans (2000), Kashiwagi (2004) 及び山元ら (2013) がある。また、堺ら (1998) 及び劉・堺 (2000) は、孤立波が薄板状浮体構造物に入射する場合を対象として、浮体応答の水理実験を行なった。

ところで、上記の水理実験によれば、波高水深比の大きな孤立波が、薄板状浮体構造物に入射する場合、孤立波が構造物を伝播中に分裂して、浮体波が生成する。波高が最大の波を主波と呼ぶことにすると、生成した分裂波は、主波に先行して伝播するが、波の分裂時に、主波のエネルギーの一部が、浮体波に移行する。すなわち、主波の波高は、分裂波の生成に伴い低減する。この現象は、津波が超大型浮体構造物を通過する際に、津波高さが低減されることを示唆している (中平ら, 2014)。従って、この性質を利用することができれば、沖に設置した超大型浮体構造物を用いることによって、巨大津波の津波高さを津波の伝播中に低減させることが可能となる。

そこで、本研究では、薄板状浮体と流体の非線形相互干渉問題を対象とした数値モデル (Kakinuma ら, 2012) を適用し、超大型浮体構造物が有する津波高さの低減効果に関して調べる。ここでは、超大型浮体構造物を水面上に 1 基、または、2 基設置した場合を対象とし、津波の 1 次元伝播に関して検討を行なう。

2. 基礎方程式系及び数値解析手法

多層流体と大規模薄板構造物の相互干渉の解析のための数値モデル (Kakinuma ら, 2012) を適用する。ここで、流体運動として、非粘性・非圧縮性である流体の非回転運動を対象とする。図-1において、互いに混合しない各流体層を最上層から順に第 i 層 ($i=1, 2, \dots, I$) と呼ぶ。鉛直軸 z は、原点が静水面に位置するとし、鉛直上向きを正とする。第 i 層の密度 ρ_i は、各層内で一様であり、

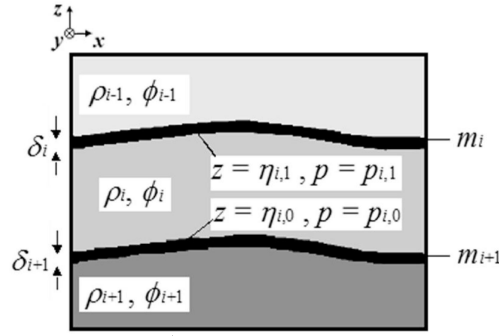


図-1 薄板状構造物と多層流体

時間に関して一定とする。また、静水状態における第 i 層の層厚を h_i とする。

第 i 層の速度ポテンシャルを次式のような N 個のべき関数の重み付き級数に展開する。

$$\phi_i(\mathbf{x}, z, t) = \sum_{\alpha=0}^{N-1} \{f_{i,\alpha}(\mathbf{x}, t) \cdot z^\alpha\} \quad (1)$$

そして、変分原理を適用すると、次式のような、表面波及び内部波の非線形方程式系が得られる (柿沼, 2001)。

$$\eta_{i,1}^\alpha \frac{\partial \eta_{i,1}}{\partial t} - \eta_{i,0}^\alpha \frac{\partial \eta_{i,0}}{\partial t} + \frac{1}{\alpha + \beta + 1} \nabla \{ (\eta_{i,1}^{\alpha+\beta+1} - \eta_{i,0}^{\alpha+\beta+1}) \nabla f_{i,\beta} \} - \frac{\alpha\beta}{\alpha + \beta - 1} (\eta_{i,1}^{\alpha+\beta-1} - \eta_{i,0}^{\alpha+\beta-1}) f_{i,\beta} = 0 \quad (2)$$

$$\eta_{i,j}^\beta \frac{\partial f_{i,\beta}}{\partial t} + \frac{1}{2} \eta_{i,j}^{\beta+\gamma} \nabla f_{i,\beta} \nabla f_{i,\gamma} + \frac{1}{2} \beta \gamma \eta_{i,j}^{\beta+\gamma-2} f_{i,\beta} f_{i,\gamma} + g \eta_{i,j} + \frac{p_{i,j} + P_i + W_i}{\rho_i} = 0 \quad (j=0 \text{ or } 1) \quad (3)$$

ここで、添え字 α , β 及び γ に関して、積の総和規約を用いている。 $\eta_{i0}(\mathbf{x}, t)$, $\eta_{i1}(\mathbf{x}, t)$, $p_{i0}(\mathbf{x}, t)$ 及び $p_{i1}(\mathbf{x}, t)$ は、それぞれ、第 i 層の下面の界面変動、上面の界面変動、下面における圧力及び上面における圧力である。 $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ は、水平方向の微分演算子であり、 $g = 9.8 \text{ m/s}^2$ は、重力加速度である。また、 $P_i = \sum_{k=1}^{i-1} \{(\rho_i - \rho_k) g h_k\}$ 及び $W_i = \sum_{k=1}^i (-m_k g \delta_k)$ であり、 m_i 及び δ_i は、それぞれ、第 i 層の上面に位置する第 i 板の密度及び板厚である。

一方、十分に薄い第 i 板の運動は、古典理論より、次式で表わされる。

$$m_i \delta_i \frac{\partial^2 \eta_{i,1}}{\partial t^2} + B_i \nabla^2 \nabla^2 \eta_{i,1} + m_i g \delta_i + p_{i-1,0} - p_{i,1} = 0 \quad (4)$$

ここで、 B_i は、第 i 板の曲げ剛性率である。

波高、波長、水深及び密度の代表値をそれぞれ H , l , d 及び ρ として、諸量を次式のように無次元化する。

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{x}^* &= \frac{\mathbf{x}}{l}, \quad t^* = \frac{\sqrt{gd}}{l} t, \quad \nabla^* = l \nabla, \quad \frac{\partial}{\partial t^*} = \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^* = \frac{l}{\sqrt{gd}} \frac{\partial}{\partial t}, \\ \eta_{i,e}^* &= \frac{\eta_{i,e}}{H}, \quad B_i^* = \frac{B_i}{\rho g l^4}, \quad p_{i,e}^* = \frac{p_{i,e}}{\rho g d}, \quad m_i^* = \frac{m_i}{\rho}, \quad \delta_i^* = \frac{\delta_i}{H} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式(5)を式(4)に代入して、次式を得る。

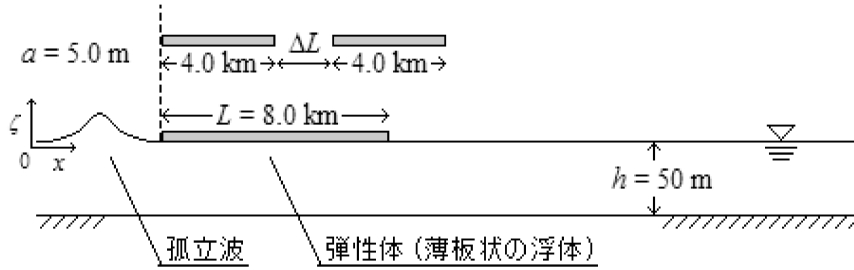


図-2 薄板状浮体構造物が設置された計算対象領域の例

$$\varepsilon^2 \sigma^2 m_i^* \delta_i^* \frac{\partial^2 \eta_{i,1}^*}{\partial t^{*2}} + \varepsilon B_i^* \nabla^2 \nabla^2 \eta_{i,1}^* + \varepsilon m_i^* \delta_i^* + p_{i-1,0}^* - p_{i,1}^* = 0 \quad (6)$$

ここで、 $\varepsilon = H/d$ 及び $\sigma = dl$ は、それぞれ、波高水深比及び水深波長比の代表値である。各層が相対的に浅いと仮定し、Takagi (1997) と同様に、薄板の運動に対して $O(\varepsilon) = O(\sigma^2) \ll 1$ を考慮すると、式(6)の(左辺第1項)が無視される。この項を無視し、式(6)を有次元量に関する式に戻して、第 i 板の方程式が次式となる。

$$B_i \nabla^2 \nabla^2 \eta_{i,1} + m_i g \delta_i + p_{i-1,0} - p_{i,1} = 0 \quad (7)$$

以上により、基礎方程式系を式(2)、(3)及び(7)とする。

Nakayama・Kakinuma (2010) は、内部波の1次元伝播を対象とした差分法を提案している。そこで、薄板状浮体構造物と表面波の干渉問題が扱えるように改めた Nakayama・Kakinuma (2010) のプログラムを適用して、式(2)、(3)及び(7)を解く。ここでは、断面2次元内の現象を対象とし、計算対象領域の境界条件は、両端とも透過条件とする。また、簡単のために、浮体構造物下面及び底面における摩擦を無視する。なお、Kakinuma ら (2012) は、前述した水理実験結果と数値解析結果を比較し、本解析手法の再現性が良好であることを確認している。

図-2に示すように、静水深が $h = 50.0$ m で一様な水域に、超大型浮体構造物を設置する。この水域における基礎方程式系の定常進行孤立波解を山下・柿沼 (2013) の手法により数値的に求める。そして、水面形のピークが初期状態において $x = 2.0$ km に位置するように、 x 軸の正の方向に伝播する孤立波の水面形及び速度ポテンシャル場の初期条件を与える。本研究では、式(1)に示す、流体の速度ポテンシャルの展開項数を $N = 3$ とし、波の分散性を考慮する。また、薄板が存在する位置の水面に曲げ剛性率を与え、一部の水域を覆う薄板を表現する。こうすることにより、薄板の端部における波の反射や透過をも考慮することが可能となる。

3. 1基の超大型浮体構造物が有する津波高さの低減効果

3.1 超大型浮体構造物に入射した孤立波の変形

図-2に示す水域の $4.0 \text{ km} \leq x \leq 12.0 \text{ km}$ の位置に、全長が $L = 8.0$ km の浮体構造物を1基設置する場合を考える。浮体構造物の曲げ剛性率は、 $B = 1.0 \times 10^{11} \text{ Nm}^2$ で一様であるとする。また、入射波の波高を $a = 5.0$ m とする。

この場合における、浮体構造物及び水面の変動を図-3に示す。浮体構造物に孤立波が入射すると、浮体波が分裂波として発生し、主波の波高が低減する。浮体波の線形分散関係は、次式で表わされる(坪郷, 1997)。

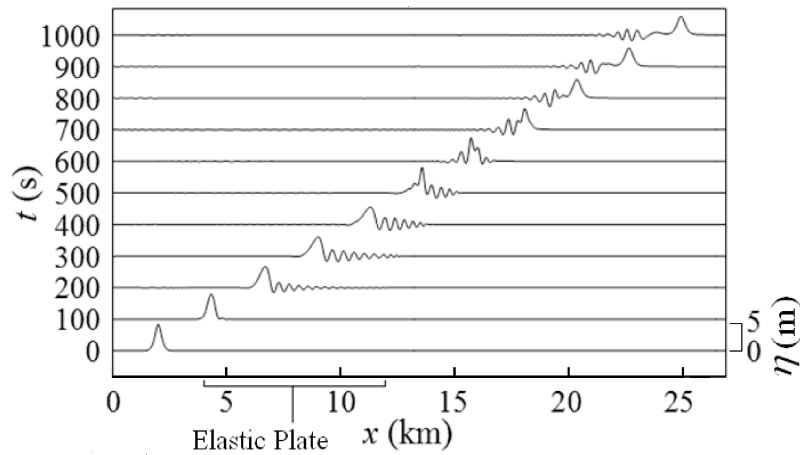


図-3 一部が浮体構造物で覆われた水域を孤立波が伝播する場合の表面形の時間変化 ($h=50.0$ m, $L=8.0$ km, $B=1.0 \times 10^{11}$ Nm², $a=5.0$ m)

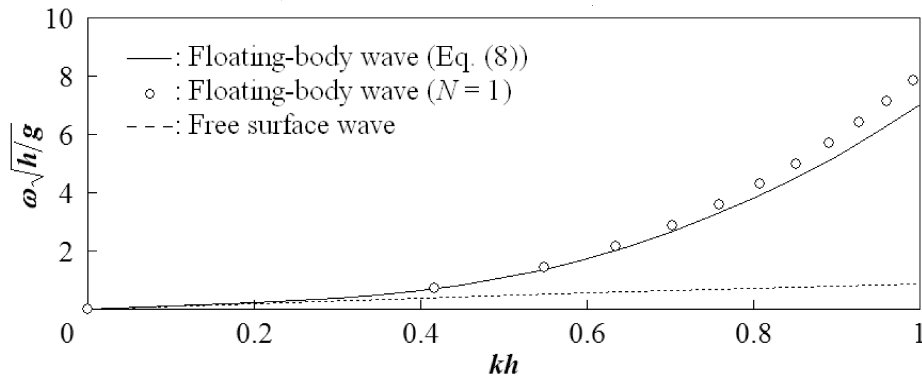


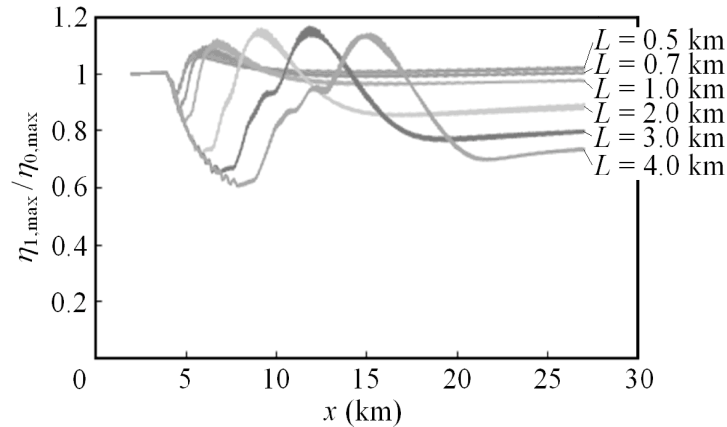
図-4 線形分散関係 ($h=20.0$ m, $m=1,000.0$ kg/m³, $B=1.0 \times 10^{11}$ Nm², $s=0.0$ m, 実線: 式(8)による浮体波の線形分散関係, ○: $N=1$ とした場合の浮体波の線形分散関係, 破線: 自由水面波の線形分散関係)

$$\omega^2 = \frac{Bk^4 + mg}{ms + \frac{m}{k \tanh(kh)}} \quad (8)$$

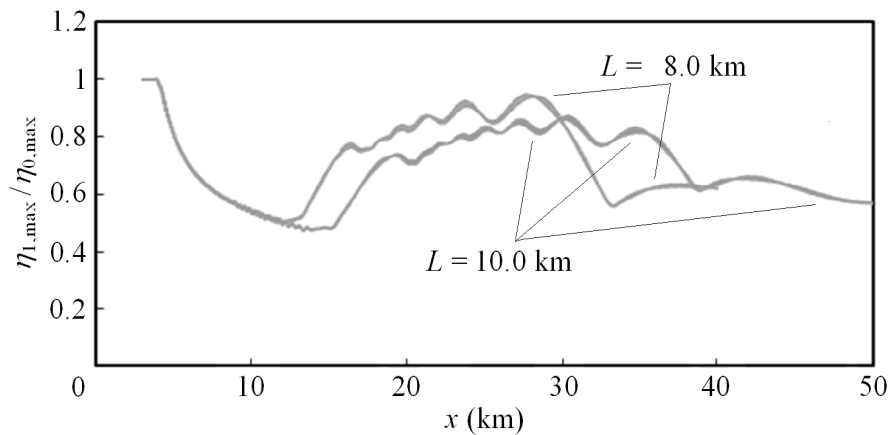
ここで、 ω 及び k は、それぞれ、浮体波の角振動数及び波数であり、 s は、浮体の喫水である。また、 m は、浮体の密度である。例として、 $h=20.0$ m, $m=1,000.0$ kg/m³, $B=1.0 \times 10^{11}$ Nm² 及び $s=0.0$ m とした場合の浮体波の線形分散関係を図-4 に示す。ここで、式(1) で示す速度ポテンシャルの展開項数を $N=1$ とした場合の浮体波の線形分散関係、並びに、自由水面波の線形分散関係も示されている。このうち、 $N=1$ とした場合には、浅水域を対象としており、波の分散は、浮体の曲げ剛性率のみによって現れる。

図-4 では、グラフの勾配が、波の位相速度、すなわち、波速の、線形浅水波の波速に対する比を表す。従って、浮体波は、波長が短い波ほど波速が大きいことがわかる。このため、図-3 に示された通り、分裂により発生した波長の短い波が、主波に先行して浮体構造物を通過し、続いて、波長の長い、波高の低減した主波が、浮体構造物を通過する。

なお、津波の伝播に伴い、浮体構造物に曲げモーメントが作用するが、相対的に大きな曲げモーメントは、こうした短波長の分裂波に起因する(中平ら, 2014)。



(a) $L=0.5$ km, 0.7 km, 1.0 km, 2.0 km, 3.0 km 及び 4.0 km



(b) $L=8.0$ km 及び 10.0 km

図-5 各地点における相対最大水位 $\eta_{l,\max}/\eta_{0,\max}$ ($h=50.0$ m, $B=1.0\times 10^{12}$ Nm², $a=5.0$ m)

こうした浮体波に対して、自由水面波では、波長が長い波ほど波速が大きい。従って、浮体構造物を通過後は、波長の長い主波が、波長の短い分裂波に追いついて重合する。従って、この重合の過程で、ある区間にわたって、主波の波高、すなわち、津波高さの増加が見られる。この津波高さの増加は、図-3において、時刻 $t=500$ s で顕著である。

その後、波長の長い主波が、波長の短い分裂波を追い越すと、主波の波高は、再度、低減し、入射波の波高を下回る。すなわち、超大型浮体構造物が、津波高さの低減効果を有すると言える。図-3 に示した場合、波長の長い主波が、波長の短いすべての波を追い越し、主波の波高がほぼ一定となったときの最大水位は、約 3.5 m であり、最終的な主波の波高は、入射波波高の 7 割程度に低減している。

3.2 超大型浮体構造物の全長と津波高さの低減効果との関係

図-2 に示す水域に、曲げ剛性率が $B=1.0\times 10^{12}$ Nm² の浮体構造物を 1 基設置する場合を考える。浮体構造物の沖側端の位置は、 $x=4.0$ km とする。また、入射波の波高を $a=5.0$ m とする。

この浮体構造物の全長 L が異なる場合の、相対最大水位の数値解析結果を図-5 に示す。ここで、相対最大水位 $\eta_{l,\max}/\eta_{0,\max}$ は、各地点における、浮体構造物を設置した場合の最大水位 $\eta_{l,\max}$ と、浮

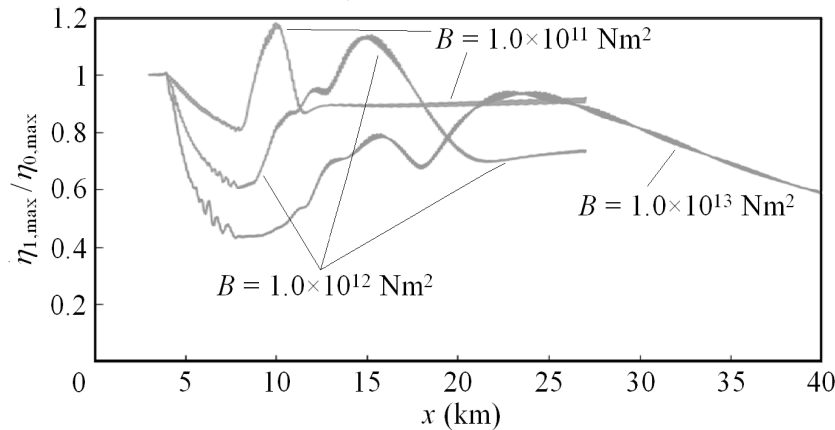


図-6 各地点における相対最大水位 $\eta_{1,\max}/\eta_{0,\max}$ ($h=50.0\text{ m}$, $L=4.0\text{ km}$, $a=5.0\text{ m}$)

体構造物を設置しない場合の最大水位 $\eta_{0,\max}$ の比である。図-5 より、浮体構造物の全長が長いほど、最終的な津波高さの低減効果が大きくなることがわかる。また、図-5(b) に示すように、浮体構造物の全長が $L = 8.0\text{ km}$ 及び 10.0 km の場合には、いずれの地点の津波高さも、浮体構造物を設置しない場合の津波高さを下回っている。なお、浮体構造物の全長が $L = 10.0\text{ km}$ の場合、最終的な津波高さは、浮体構造物を設置しない場合の6割以下にまで低減している。

3.3 超大型浮体構造物の曲げ剛性率と津波高さの低減効果との関係

図-2 に示す水域の $4.0\text{ km} \leq x \leq 8.0\text{ km}$ の位置に、全長が $L = 4.0\text{ km}$ の浮体構造物を1基設置する場合を考える。入射波の波高は、 $a = 5.0\text{ m}$ とする。

この浮体構造物の曲げ剛性率 B が異なる場合の、各地点における相対最大水位 $\eta_{1,\max}/\eta_{0,\max}$ を図-6 に示す。これより、浮体構造物の曲げ剛性率が大きいほど、浮体構造物が発揮する、津波高さの最終的な低減効果が大きくなることがわかる。

ところで、主波は、浮体構造物を通過した後、波高が定常状態になるまでに、ある距離を伝播する必要があるが、この必要とされる伝播距離は、図-6 によると、浮体構造物の曲げ剛性率が大きいほど長くなっている。これは、浮体構造物の曲げ剛性率が大きい場合に、分裂波が数多く生成されるためである。浮体構造物の曲げ剛性率が大きい場合、波高が大きく低減して、波速が遅くなった主波は、長い波列の分裂波を追い越し切るまでに、長い伝播距離を要する。

3.4 入射波の波高と津波高さの低減効果との関係

図-2 に示す水域の $4.0\text{ km} \leq x \leq 8.0\text{ km}$ の位置に、全長が $L = 4.0\text{ km}$ の浮体構造物を1基設置する場合を考える。浮体構造物の曲げ剛性率は、 $B = 1.0 \times 10^{12}\text{ Nm}^2$ とする。

入射波の波高 a が異なる場合の、各地点における相対最大水位 $\eta_{1,\max}/\eta_{0,\max}$ を図-7 に示す。これより、入射波波高が大きく、入射波の波形勾配が大きい場合ほど、浮体構造物が発揮する、津波高さの最終的な低減効果が大きくなることがわかる。なお、入射波の波高が $a = 15.0\text{ m}$ の場合、最終的な津波高さは、浮体構造物を設置しない場合の5割以下にまで低減している。

4. 2基の超大型浮体構造物が有する津波高さの低減効果

図-2 に示す水域に、浮体構造物を2基設置する場合を考える。1基目及び2基目の浮体構造物の

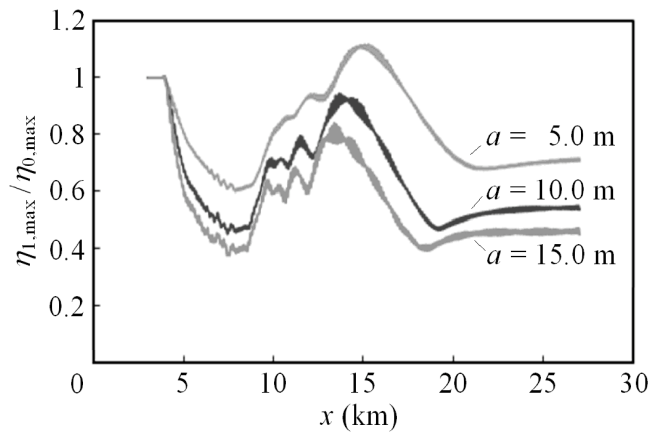
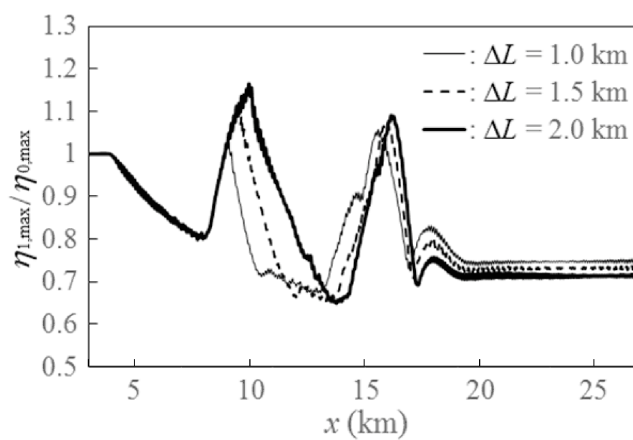
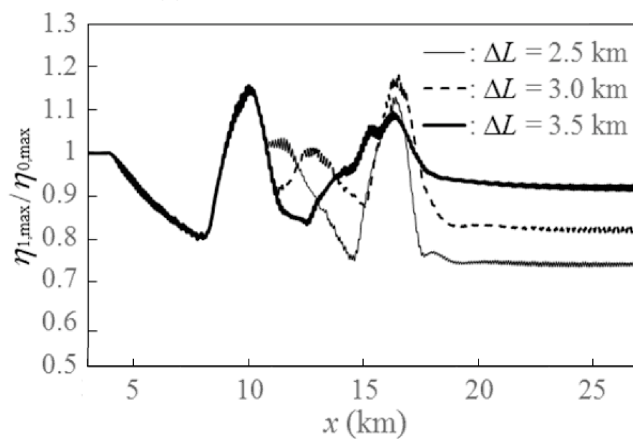


図-7 各地点における相対最大水位 $\eta_{1,\max}/\eta_{0,\max}$ ($h=50.0$ m, $L=4.0$ km, $B=1.0\times 10^{12}$ Nm²)



(a) $\Delta L=1.0$ km, 1.5 km 及び 2.0 km



(b) $\Delta L=2.5$ km, 3.0 km 及び 3.5 km

図-8 各地点における相対最大水位 $\eta_{1,\max}/\eta_{0,\max}$ ($h=50.0$ m, $L_1=L_2=4.0$ km, $B_1=B_2=1.0\times 10^{11}$ Nm², $a=5.0$ m)

全長をそれぞれ L_1 及び L_2 とし、これらがともに 4.0 km であるとする。1 基目の浮体構造物の沖側端の位置は、 $x=4.0$ km とする。また、1 基目及び 2 基目の浮体構造物の曲げ剛性率をそれぞれ B_1 及び B_2 とし、これらがともに 1.0×10^{11} Nm² であるとする。入射波の波高は、 $a=5.0$ m とする。

2 基の浮体構造物の間隔 ΔL が異なる場合の、各地点における相対最大水位 $\eta_{1,\max}/\eta_{0,\max}$ を図-8 に

示す。ここで、 ΔL は、1 基目の浮体構造物の岸側端と、2 基目の浮体構造物の沖側端の間の距離である。これより、最終的な津波高さは、浮体構造物の全長のみならず、浮体構造物の間隔 ΔL にも依存することがわかる。最終的な津波高さの低減率は、 $\Delta L = 1.0 \text{ km}$, 1.5 km , 2.0 km , 2.5 km , 3.0 km 及び 3.5 km の順に、約 26%, 28%, 29%, 26%, 17% 及び 7% であり、 $\Delta L = 2.0 \text{ km}$ の場合に最も大きい。この $\Delta L = 2.0 \text{ km}$ の場合、主波は、1 基目の浮体構造物を通過した後、波の重合によって波高が大きくなった状態で、2 基目の浮体構造物に入射している。このため、2 基目の浮体構造物に対する入射波の波形勾配が大きく、その結果、津波高さの低減効果が大きくなっている。このように、浮体構造物を数基に分割して、適切な間隔で設置することにより、津波高さの低減効果をより大きくすることが可能である。

5. 結 論

薄板状浮体と流体の相互干渉問題を対象とした数値モデルを適用し、超大型浮体構造物が有する津波高さの低減効果に関して検討した。そして、次のような結論を得た。

- ・津波が超大型浮体構造物に入射すると、分裂して浮体波が生成され、これに伴い津波高さが低減される。
- ・浮体構造物を通過後、水面波となった分裂波に、後続の主波が重合して、ある区間、主波の波高が大きくなる。
- ・その後、津波高さは、低減し始め、主波が分裂波を追い越し切ると、超大型浮体構造物が有する、津波高さの最終的な低減効果が発揮される。
- ・浮体構造物の全長、浮体構造物の曲げ剛性率、そして、入射する津波の津波高さが大きいほど、津波高さの最終的な低減率が大きくなる。
- ・ある浮体構造物を通過した後、分裂波との重合により増幅した主波が、次の浮体構造物に入射すると、後者の浮体構造物の津波高さの低減効果が大きくなる。従って、津波高さの最終的な低減率は、浮体構造物の間隔にも依存する。

なお、浮体構造物の側方を津波が伝播する場合には、浮体構造物背後に津波が回折するであろう。この回折波によって、浮体構造物が津波高さを低減する水域が、制限される可能性がある。従って、今後、こうした回折波を含む、津波の 2 次元伝播問題を対象として、浮体構造物が有する津波高さの減衰効果に関して検討する必要がある。

参考文献

- 遠藤久芳: 波浪および飛行機の離着陸荷重を受ける VLFS の挙動, 第 15 回海洋工学シンポジウム, pp. 193-200, 2000.
- 柿沼太郎: 海面や海中で振動する大規模薄板構造物と相互干渉する表面波及び内部波の非線形数値計算, 海洋開発論文集, 第 17 巻, pp. 181-186, 2001.
- 堺 茂樹・笹本 誠・劉 曉東・影佐拓也・平賀健司: 津波来襲時の大型弾性浮体の変形について, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 896-900, 1998.

- 坪郷 尚: 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), 日本造船学会論文集, 第182号, pp. 381-390, 1997.
- 中平達也・柿沼太郎・山元 公・山下 啓・村上佳広: 超大型浮体構造物の津波低減効果, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 70, No. 2, pp. I_911-I_915, 2014.
- 山下 啓・柿沼太郎: 非線形波動方程式系に基づく表面孤立波及び内部孤立波の数値解, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 69, No. 2, pp. I_6-I_10, 2013.
- 山元 公・山下 啓・柿沼太郎: 航空機の離着陸に伴う大型浮体構造物の非線形振動の数値解析, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 69, No. 2, pp. I_876-I_880, 2013.
- 劉 曉東・堺 茂樹: 大型弾性浮体下での孤立波の分裂に関する数値解析, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 31-35, 2000.
- Hermans, A. J.: A boundary element method for the interaction of free-surface waves with a very large floating flexible platform, *J. Fluids and Structures*, Vol. 14, pp. 943-956, 2000.
- Kakinuma, T., Yamashita, K., and Nakayama, K.: Surface and internal waves due to a moving load on a very large floating structure, *J. Applied Math.*, Vol. 2012, Article ID 830530, 14 pages, 2012.
- Kashiwagi, M.: Transient responses of a VLFS during landing and take-off of an airplane, *J. Mar. Sci. Technol.*, Vol. 9, pp. 14-23, 2004.
- Nakayama, K. and Kakinuma, T.: Internal waves in a two-layer system using fully nonlinear internal-wave equations, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 62, pp. 574-590, 2010.
- Takagi, K.: Interaction between solitary wave and floating elastic plate, *J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng.*, Vol. 123, pp. 57-62, 1997.