

津波による沿岸域に係留された浮体式構造物の運動と 係留索張力応答の簡易推定法に関する研究

増田 光一*・佐竹 寛之**・高村 浩彰***・宮崎 剛****

1. はじめに

地震などによる海底の隆起・陥没、海底火山の爆発、地滑り・山崩れなどが原因で起こる津波は、波長が非常に長い波として四方へ伝播し、海岸付近では非常に大波高になる特徴を有している。そのため、沿岸域に係留される浮体構造物へ津波が襲来した場合、係留系や運動応答に与える影響は、防災上無視できなくなるものと考えられる。

浮体構造物の津波応答に関する研究では、小舟ら(1979)によって、津波を長周期の規則波で代表させたセミサブ型大規模浮体の応答特性に関する実験および数値解析が行われている。この研究では、波長がカラム径に比して非常に長いために、数値解析では各カラムに作用する波力をモリソン式によって算定している。このため、沿岸域に係留されるような浮き防波堤、レクリエーション施設等の矩形浮体構造物には適用できないと考えられる。また、沿岸域に襲来した津波同様に非周期性の波である孤立波やクノイド波の波力解析に関する研究(例えば大山, 1985; 西村ら, 1991)はあるものの、浮体構造物の応答まで言及されていない。

本研究では、沿岸域に係留された任意形状の浮体構造物に津波が作用した際の応答特性を明確にすることを目的とする。本報告は、その第1段階として津波の先端波を孤立波と仮定し、弛緩係留された浮体構造物の孤立波による動揺特性並びに係留力特性を、水理模型実験から明らかにした。さらに、2次元領域における時刻歴応答解析手法を開発し、得られた実験結果と数値解析結果の比較から本解析手法の有用性を検討するものである。

2. 孤立波による波強制力の解析手法

2.1 基礎方程式

流体を非圧縮・非粘性と仮定し、水粒子の運動が非回転と仮定すると、速度ポテンシャル $\phi(x, z, t)$ の存在が保証される。これより、流場の基礎方程式として (1)

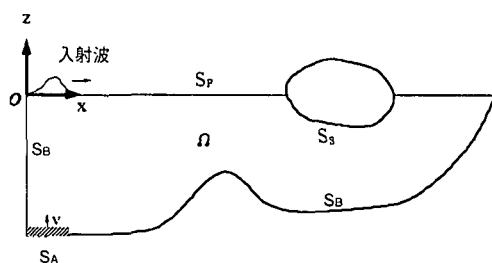


図-1 座標系

式に示す Laplace 方程式を満たす。

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

本研究で用いる座標系は図-1に示すように、右手直交座標系を用い、問題を簡単にするため $x-z$ 平面での2次元について考えることにする。この時、流体の内部領域を Ω 、境界を S と呼ぶものとする。

2.2 境界条件

a) 造波部 S_A

波を起こす(波が入射する)境界部の条件は、そこに与えられる運動速度 $v(x, z, t)$ によるので、次に示す境界条件を与える。なお、 $\vec{n}$ は境界の法線ベクトルを表す。

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = v(x, z, t) \cdot \vec{n} \quad \text{on } S_A \quad \dots\dots\dots (2)$$

b) 水底 S_b および固定構造物表面 S_s

水底および固定構造物表面などの固定壁の境界条件は、境界自体に変化が無く、境界の法線方向に流速を持たないことから、次の様に示される。

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on } S_b, S_s \quad \dots\dots\dots (3)$$

c) 自由表面 S_f

本手法では時間領域で解析を行うため、自由表面の境界条件を、自由表面の形状から求められる運動学的条件と、Bernoulli の定理から求められる力学的条件の二つに分けて考えるものとする。自由表面の運動学的条件は自由表面上の波形から以下のように示すことができる。ただし、 η は自由表面の鉛直方向変位を表している。

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad \text{on } S_f \quad \dots\dots\dots (4)$$

* 正会員 工博 日本大学教授 理工学部海洋建築工学科

** 工修 (株)アーキ情報システム

*** 正会員 工修 西松建設(株)技術研究所

**** 工修 日本大学大学院 理工学研究科

次に、自由表面の力学的条件は、Bernoulli の定理において、大気圧を基準と考えた場合、次式によって表すことができる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + g\eta + \frac{1}{2}(\nabla \phi)^2 = 0 \quad \text{on } S_F \quad \dots\dots\dots (5)$$

2.3 境界積分方程式

2.2節で示した境界値問題と等価な境界積分方程式は(6)式のように与えられる。なお、 P は観測点を、 Q はソース点を示し、 ϕ^* が基本解を示している。

$$\frac{1}{2}\Phi(P) = \int_S \frac{\partial \Phi}{\partial n} \Phi^* dS - \int_S \Phi(Q) \frac{\partial \Phi^*}{\partial n} dS \dots (6)$$

この境界積分方程式を離散化し，速度ポテンシャルを未知数とする連立方程式を誘導する。なお，ここでは2次元空間を対象としているため，基本解 ϕ^* は次の式で与えられる。ここで r は PQ 間の距離である。

$$\Phi^*(P, Q) = \frac{1}{2\pi} \log \frac{1}{r} \dots\dots\dots (7)$$

得られた速度ポテンシャルの時間 t に関する変化は、時間増分法によって解析している。

2.4 流体力

速度ポテンシャルが得られると、物体表面に作用する圧力 $p(x, z; t)$ は、Bernoulli の定理から (8) 式のように表すことができる。

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho (\nabla \Phi)^2 \dots \dots \dots (8)$$

ここで、 ρ は流体密度、 t は時間を表す。(8)式で示される圧力を、浮体の没水線について積分することにより、各運動方向に作用する波強制力 F_E が導かれる。

2.5 有限振幅波理論

ここでは、2.4 節で示した境界要素法による波強制力の特性を検討するために、有限振幅波理論を用いて Froude-Krylov 力を算定する方法を示す。有限振幅波理論によって孤立波の Froude-Krylov 力を求めるにあたり、まずパラメータ α を定義する。

$$\alpha' = \sqrt{\frac{3H}{4h^3}} \left(1 - \frac{5}{8} \frac{H}{h} \right) (x - Ct) \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 x は要素の x 座標であり、 H が波高、 C が波速、 h が水深、 t が時間を示す。なお、波速 C は波高と水深によって次のように表される。

$$\frac{C}{\sqrt{gh}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{H}{h} - \frac{3}{20} \left(\frac{H}{h} \right)^2 \dots\dots\dots (10)$$

次に、(9)式で定義された α' を用いて波の振幅 η を求めると、

$$\frac{\eta}{H} = \text{sech}^2 \alpha' \left\{ 1 - \frac{3}{4} \frac{H}{h^2} (1 - \text{sech}^2 \alpha') \right\} \dots\dots\dots (11)$$

となる。ここで、(9)式と(11)式で求めた α' と η を用いて構造物の表面に作用する圧力 P を求める。

$$\frac{P}{\rho g H} = \frac{\eta - z}{H} - \frac{3}{4} \frac{H}{h} \operatorname{sech}^2 a' \left\{ \frac{2z}{h} + \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right\} \cdot (2 - 3 \operatorname{sech}^2 a') \dots\dots\dots (12)$$

さらに、ここで求められた圧力 P を浮体の没水線に沿って積分することで j 方向のFroude-Krylov力が得られる。

3. 運動応答・係留索張力応答算定

浮体の孤立波による応答の解析にあたり，以下に示す基本仮定を用いた。

- a) 浮体は剛体としその運動は、2次元3自由度とする。
- b) 孤立波による浮体構造物の応答は微小とする。
- c) 浮体は弛緩係留によって位置保持されている。

図-2 に、解析に用いた座標系を示し、Surge, Heave および Pitch の運動方程式を (13) 式から (15) 式に示す。
Surge:

$$(M_{11} + am_{11})\ddot{\xi}_{11}(t) + B_{11}|\dot{\xi}_{11}(t)|\dot{\xi}_{11}(t) + am_{51}\ddot{\xi}_{55}(t) + G_{11}(t) = F_{E11}(t) \dots\dots\dots (13)$$

Heave:

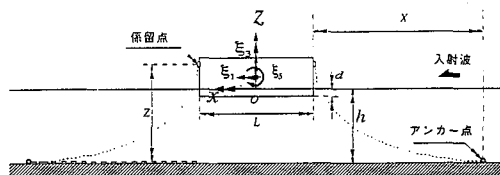
$$(M_{33} + am_{33})\ddot{\xi}_{33}(t) + B_{33}|\dot{\xi}_{33}(t)|\dot{\xi}_{33}(t) + C_{33}\dot{\xi}_{33}(t) + G_{33}(t) = F_{33}(t) \quad (14)$$

Pitch :

$$(M_{55} + am_{55})\ddot{\xi}_{55}(t) + B_{55}|\dot{\xi}_{55}(t)|\dot{\xi}_{55}(t) + C_{55}\xi_{55}(t) + am_{15}\ddot{\xi}_{11}(t) + G_{55}(t) = F_{E55}(t) \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 M_{ij} は慣性力係数、 am_{ij} は付加質量係数、 C_{ij} は静的復原力係数、 B_{ij} は粘性減衰力係数、 G_{ij} は係留力を表す。さらに、 ξ_{ij} は運動応答を示し、ドットは時間 t による微分を示し、 i, j は各運動方向を示す添字である。なお、孤立波の波長は非常に長く、造波減衰の効果が殆ど期待できないものと考えられるため、運動方程式中では考慮しないものとする。また、付加質量係数 am_{ij} は、特異点分布法（大澤，1996）により算定し、各運動方向の固有周期での値を代入した。この運動方程式に 2.4 節で示した孤立波による波強制力を各時間毎に外力条件として与えニューマーク β 法により時間領域で解析を行った。

係留力の算定については、庄司(1975)による修正カタナリ理論によって定式化された線形及び非線形の解析方法を用いるものとし、高木ら(1974)による手法をもと



圖一-2 運動座標系

に各運動方向の時々刻々の係留力を (16) 式で算定した。

$$\left. \begin{aligned} G_1 &= \sum_{i=1}^N -T_{Hi} && : \text{Surge} \\ G_3 &= \sum_{i=1}^N -T_{Vi} && : \text{Heave} \\ G_5 &= \sum_{i=1}^N T_{Vi}x_{Pi} - T_{Hi}z_{Pi} && : \text{Pitch} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

なお、 T_{Hi} は水平張力を、 T_{Vi} は鉛直張力を、 N は係留索の本数を示す。また、 (x_{Pi}, z_{Pi}) は、浮体側取り付け点の座標を示す。

4. 水理模型実験の概要

実験は、西松建設(株) 所有の孤立波を造波することができる2次元水路(長さ×幅×高さ=65m×1m×1.6m)にて行った。実験の縮尺は実機の1/100とし、模型詳細図と実験概念図を図-3、図-4に、実験に使用した模型の諸元および実験条件を表-1に示す。なお、図-3に示すように浮体模型は鉄製チェーンにより弛緩係留されており、浮体上端部の波上側および波下側の四隅に(株)SSK社製のロードセル(定格50kg)を取り付けて係留力を計測した。浮体の動揺量は(株)エムテック社製の非接触型変位計(ビデオトラッカー)を用いて計測を行った。さらに、図-4に示す5ヶ所に容量式波高計を設置して、各計測点での波形を計測した。

5. 実験結果及び数値解析結果

5.1 数値解析に用いた入力条件

表-2に数値解析に用いた入力条件を示す。

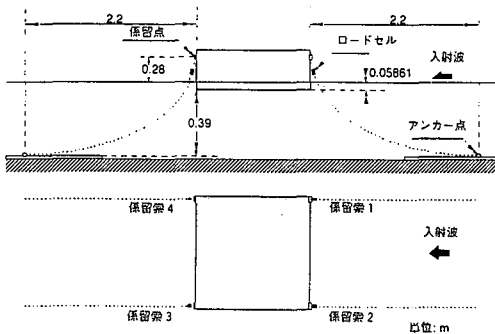


図-3 模型詳細図

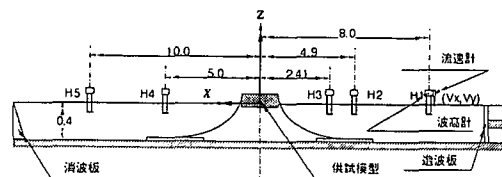


図-4 実験概念図

表-1 浮体模型諸元および実験条件

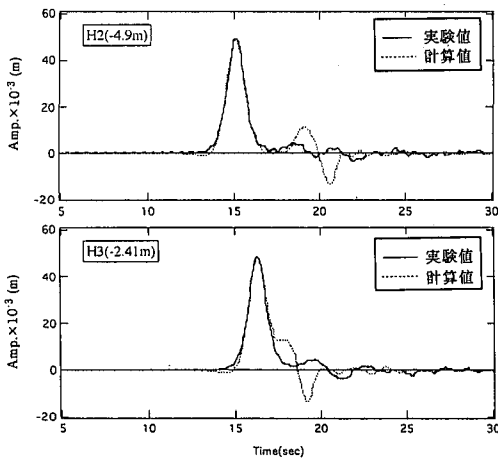
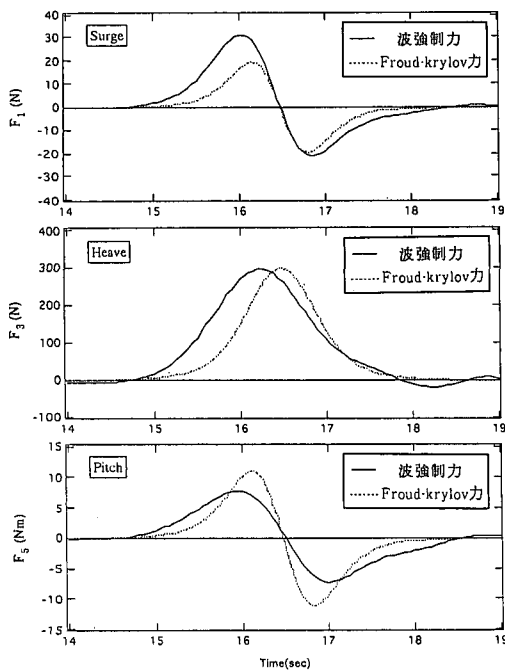
	模型	想定実機
浮体特性		
構造物長さ(m)	0.81	81
構造物幅(m)	0.81	81
構造物高さ(m)	0.30	30
構造物吃水(m)	5.86×10^{-2}	5.86
排水量(m ³)	3.85×10^{-2}	38500
重量(kg)	38.5	38.5×10^6
慣性モーメント(kgm)	9.375×10^{-1}	9.375×10^{10}
メタセンタ高さ(m)	1.05	105.0
キール重心高さ(m)	0.075	7.5
係留索特性		
索長(m)	2.41	2.41×10^2
索水平長さ(m)	2.2	220
索鉛直長さ(m)	0.631	63.1
単位水中重量(kg/m)	0.267	2.67×10^3
本数	4	4
実験条件		
実験波高(m)	0.050	5.0
	0.075	7.5
	0.100	10.0

表-2 入力条件

シミュレーション時間(sec)	30.00
時間刻み(sec)	0.025
入力最大流速(m/sec)と対応する入射波高(m)	0.113 ($H=0.050$)
	0.161 ($H=0.075$)
	0.210 ($H=0.100$)

5.2 波高の時間変化による解析手法の検証

図-5に孤立波の波高の時間変化を示す。縦軸は波高を示し、浮体動揺実験時に計測した0.05mの波高を対象に造波したものである。なお、図中の実線は実験結果を、破線は数値解析の結果を示しており、図-3に示すH2、H3の計測点での結果である。ただし実験値と計算値の比較を行うに際し、造波開始時刻を両者で揃えることが困難であるため、H1で計測された波の波形から数値解析の造波開始時間を逆算した。そのため横軸には実験時の計測開始時間が示されている。数値解析結果は、実験結果の1波目の孤立波を良く再現しており、本手法によって孤立波の波形を充分に再現できることがわかった。また、数値解析において、孤立波の透過後にも波が発生していることが読みとれる。数値解析では、浮体を固定しているために、構造物前面で大きな反射波が発生しており、浮体動揺によって反射波の発生を抑えられた

図-5 波高の時間変化 ($H=0.05\text{ m}$)図-6 波強制力および Froude-Krylov 力 ($H=0.05\text{ m}$)

実験結果との相違が生じたものと考えられる。このことより、数値解析によって算定された波強制力は、実際に浮体模型に作用している波強制力よりも、反射波の分だけ大きめに算定していると考えられる。なお、微小ではあるものの、実験結果並びに数値解析結果から、孤立波造波時における造波板からの剝離による反射波の影響も読みとることができる。

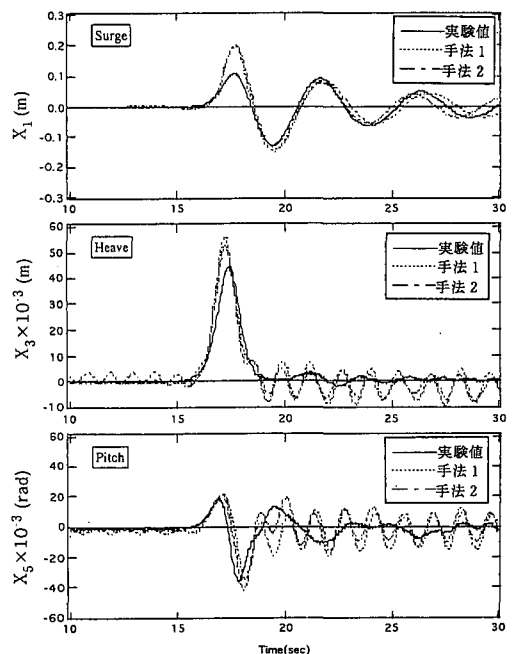
5.3 Froude-krylov 力と波強制力の比較

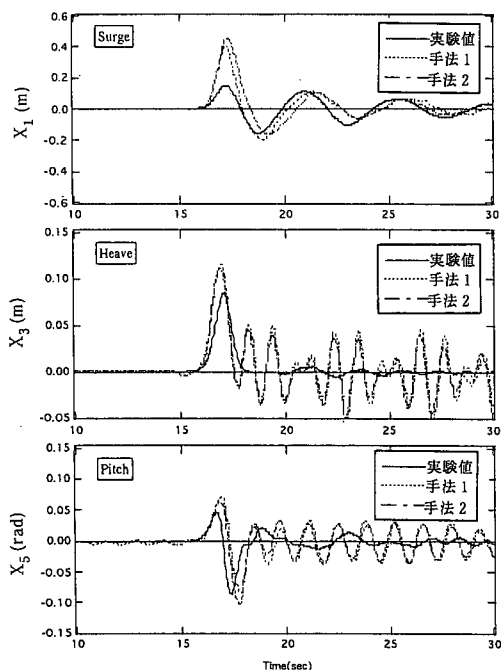
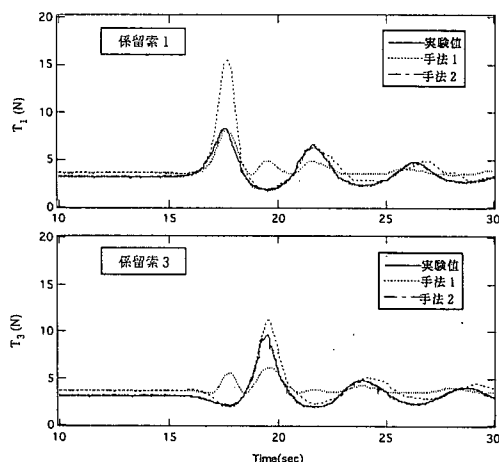
本解析手法によって算定した波強制力の特性を検討するために、2.5 節で記述した Froude-Krylov 力と本解析

手法により算定した波強制力の結果を図-6 に示す。縦軸は波力を、横軸は時間変化を表しており、実線が本解析手法により算定した波強制力を、破線が (12) 式を積分して算定した Froude-Krylov 力を示している。各運動方向ともに、最大波力が作用する時間に位相差が生じていることが読みとれる。これは、本手法では、Froude-Krylov 力だけではなく散乱波力も作用しているために、その影響によって最大波力 (計算値) が作用する時間が早まったと考えられる。また、散乱波力の影響によって波力の大きさは、Heave において両者に有意な差はみられないが、Surge では本解析手法が大きな値を示し、Pitch では有限振幅波理論による結果が大きくなっている。

5.4 浮体動揺に関する実験結果と数値解析結果の比較

図-7 および図-8 に、孤立波の波高を 5 cm 並びに 10 cm とした時の浮体模型の動揺に関する時刻歴応答を示す。縦軸には各運動方向の変位が採用されており、図中の実線は実験結果を、点線は手法 1 として、係留力の解析を線形で行った場合の結果を、一点鎖線は手法 2 として、係留力の解析を非線形で行った場合の結果を示している。実験結果から、孤立波の作用によって全ての方向で大きな変位が発生し、特に Surge における両振幅では、最大で入射波高の 4 倍程度の変位量となった。また、Heave では、入射波の波形と同様の傾向で変位することがわかった。さらに、数値解析の結果は、両手法とも定

図-7 運動応答 ($H=0.05\text{ m}$)

図—8 運動応答 ($H=0.10$ m)図—9 係留索張力応答 ($H=0.05$ m)

性的には実験値を概ね再現していると考えられる。しかしながら、定量的には、特に Surge の最大変位が、実験結果より数値解析結果で過大となっている。これは、5.2 節で前述したように、数値解析では波力を過大に算定しているためと考えられる。しかしながら、孤立波透過後の自由振動波形は概ね再現している。

図—9 は、孤立波の波高を 5 cm とした場合の係留力に関する時刻歴応答の結果を示している。ここで、縦軸は係留力を示し、係留索 1 (波上側) および係留索 3 (波下側) (図—4 参照) に関する実験結果並びに数値解析の結果である。実験結果から、波上側より波下側で大きな

張力が発生し、Surge に起因した張力変動を示していることが読みとれる。さらに、手法 2 による結果は、定性的に実験結果を再現しているが、定量的には波上側の張力 (係留索 1) において、Surge の最初の動揺を過大に算定しているために、実験結果の 2 倍程度の値となっていた。しかしながら、実験結果における最大張力を示した波下側の係留力は、定性的にも定量的にも手法 2 によって概ね再現されているものと考えられる。また、手法 1 による場合は、実験値との大きな誤差はみられないが、性的には実験を再現できないこともわかった。また、数値解析結果において孤立波透過後に発生している Heave, Pitch の規則的振動は実験ではほとんど発生していない。これは運動方程式の解析において造波減衰項を考慮していないためと考えられる。

6. おわりに

本報では、孤立波が作用する浮体構造物の動揺特性について、水理模型実験より明らかにするとともに、数値解析による実用推定法を開発した。水理模型実験の結果から、孤立波の作用した浮体構造物では、孤立波の波高に対して Surge 最大両振幅の 4 倍程度の、Heave では同程度の変位が発生することがわかった。また、Surge に伴って大きな係留力が発生し、波下側の係留力が波上側より高くなることも明らかとなった。さらに、開発した実用推定法は、概ね実験値を再現できるものの、波強制力の算定方法に問題が残されているために、Surge および波上側の係留力を過大に評価する結果となった。この点については、今後改良する必要がある。

最後に、水理模型実験の入射波としたとして用いた孤立波の造波システムについては、岐阜大学工学部教授、安田孝志先生を中心とする研究グループによって開発されたものを利用させて頂いた。ここに記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 大澤弘敬 (1996): 沿岸海域に係留された浮遊式建築物の応答の数値シミュレーションと係留設計への応用に関する基礎的研究, 日本大学博士論文, 186 p.
- 大山 巧 (1985): 境界要素法による非線形孤立波の反射および作用波力の解析, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp. 555-559.
- 小舟浩治・高橋重雄・谷本勝利 (1979): 多列円筒浮体に働く津波力の算定法について, 港研報告, 18 巻, 2 号, pp. 3-24.
- 庄司邦明 (1975): 係留浮体の運動と係留索の張力に関する研究, 日本造船学会論文集, 第 138 号, pp. 233-246.
- 高木又男・新井信一・梅野圭子 (1974): 係留浮体の規則波中の運動に関する理論計算, 日本造船学会論文集, 第 135 号, pp. 95-107.
- 西村敏雄・増田光一・大塚文和 (1991): 海洋構造物による孤立波の非線形散乱問題に関する数値シミュレーション, 日本建築学会構造系論文報告集, 第 425 号, pp. 131-141.