

弾性浮体下での孤立波の伝播特性

正員 劉 曉 東* 堺 茂 樹*
今 野 弘 雄**

Propagation Characteristics of Solitary Waves under Flexible Floating Structures

by Xiaodong Liu, *Member* Shigeki Sakai
Hiroo Konno

Summary

The dynamic hydro-elastic responses of floating structures to solitary waves are investigated and discussed in detail through experiments and numerical simulations. The fission phenomenon of a solitary wave is discovered when the wave propagates under a flexible structure. Different from the soliton fission occurring on a free water surface, the phenomenon is induced by the difference of the propagation velocities of the elastic deformation of structure and the wave pressure acting on the bottom of the structure. The fissioned waves are defined as three patterns of a leading wave, a transiting wave and a trailing wave. Which pattern a solitary wave will be fissioned in depends on wave conditions, especially a water depth, and the structural properties, such as its bending rigidity.

1. 緒 言

近年、超大型浮体式海洋構造物の実用化に向け各種の研究が活発に行われており、様々な波浪条件下での浮体の応答解析が可能となってきた。これらの検討の中で、Liu et al.¹⁾、劉ら^{2),3)}は数値計算及び模型実験により弾性浮体下での孤立波の分裂現象を見出し、その分裂波の発生が浮体の曲げモーメントの分布に大きく影響する事が確認されている。

没水構造物や地形変化などによって自由水面で起きる孤立波の分裂現象に関する研究はこれまでに数多く行われているが（例えば、Chandler et al.⁴⁾；Massel⁵⁾；Seabra-Santos et al.⁶⁾；安田ら⁷⁾），弾性浮体下での孤立波の分裂現象に関する研究はきわめて少ない。

弾性浮体下での分裂波の発生機構に関しては未解明な点が多く、また、浮体構造物の設計に際しても考慮しなければならないものであることから、その発生状況や発生条件を明確にすることがきわめて重要かつ有益であると考えられる。

本研究では、まず二次元造波水路を用いて孤立波現場での弾性浮体の波浪応答に関する模型実験を行い、孤立波が浮体下を透過する際に浮体底面にかかる波圧を測定し、浮体の弾性変形と比較することにより、分裂波の発生機構を検討した。更に、実験値との比較により数値解法の有効性を検証し、また、本数値解法を用い、波浪条件及び浮体の曲げ剛性と質量を変化させた種々の計算を行い、弾性浮体下での孤立波の伝播特性及び分裂波の発生機構について検討を行った。

2. 実験結果及び考察

2.1 実験装置と実験方法

実験はFig.1に示すように長さ26m、幅0.8m、深さ1m

* 岩手大学工学部建設環境工学科

**岩手大学大学院工学研究科

原稿受理 平成14年7月2日

秋季講演会において講演 平成14年11月14、15日

の二次元造波水路を用いて行った。孤立波の造波には、吸収式造波装置を用いたが、これと同一の装置が水路後端にも設置されており反射波の発生を抑制している。模型浮体として、浮体の曲げ剛性の影響を検討するため、ポリエチレン板とポリプロピレン板の2種類を用いた。その諸元はTable 1に示すとおりである。

模型浮体を水路中央に設置し、浮体の前後にある開水域での水位変動を容量線式波高計により測定し、浮体の鉛直変位は超音波式変位計を用いて測定した。浮体底面にかかる波の圧力は模型浮体に圧力センサーを埋め込み浮体前端から1m, 3m, 5m, 7m, 9mの地点で測定した。

孤立波の条件は、水深20cm, 30cm, 40cm, 50cm, 60cmの5種類、波高2cm, 3cm, 4cm, 5cm, 6cmの5種類とし、ポリエチレン板とポリプロピレン板において合計50ケースの実験を行った。

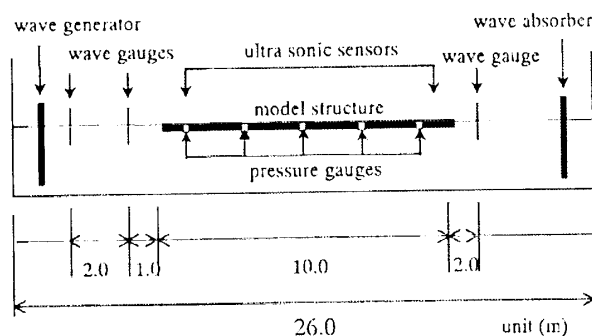


Fig.1 experimental equipment.

Table 1 model structures and the properties

model structure	thickness (m)	length (m)	width (m)	elastic modulus (MPa)	Density (kg/m^3)
polyethylene	0.02	10	0.78	625	914
polypropylene	0.02	10	0.78	3470	960

2.2 実験結果と考察

孤立波が浮体下を透過する間の、浮体の鉛直変位と浮体にかかる波圧との時間的変化の例として、分裂波の発生が見られない水深50m, 孤立波の波高4cm, ポリエチレン板での結果をFig.2に示す。浮体前端から1mでは浮体変形と波圧に時間的な差は見られないが、孤立波の進行距離の増大に伴い波圧が浮体変形を先行する傾向が見られる。また、孤立波本体の波圧の前方に負の波圧が存在しており、その大きさは進行距離の増大と共に増加している。負の波圧が生じる原因としては、浮体はまず孤立波本体の波圧により凸に変形する

が、浮体は弾性体であるためその裾の部分には復元力が働き、水面から離れようとし浮体と流体との接触面で吸い込み状態となるためであると考えられる。

次に、分裂波の発生が確認された水深30cm, 孤立波の波高4cmでの結果をFig.3に示す。この場合、Fig.2と同様に波圧が浮体変形を先行しており、波圧の伝播速度が浮体変形の伝播速度を上回っている事が分かる。また、浮体前端から5mの位置では負の波圧の前方に正の波圧が生じており、この波圧の発達に伴い分裂波が発生している(図中第2段)。更に浮体前端から7mの位置では、分裂波にかかる波圧のほうが、孤立波本体にかかる波圧より大きくなっている事が分かる(図中第3段)。

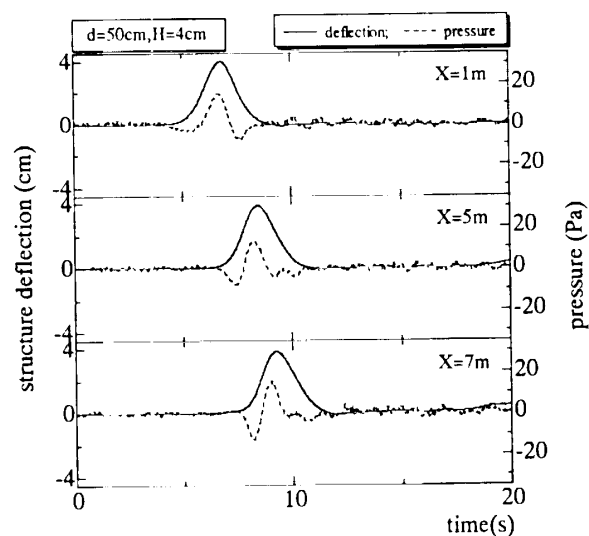


Fig.2 time histories of structure deflection and wave pressure acting on the bottom of the structure.

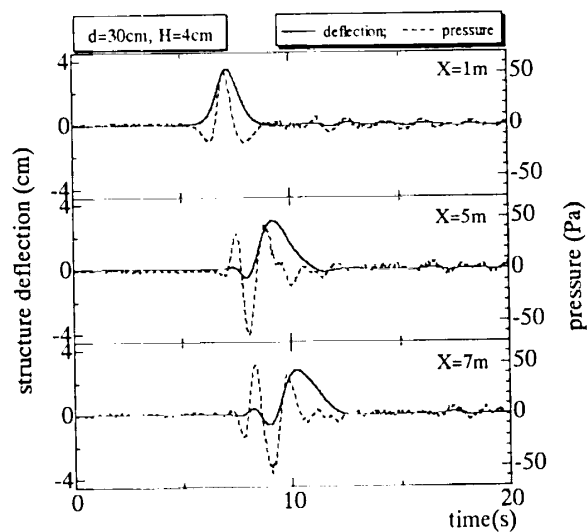


Fig.3 time histories of structure deflection and wave pressure acting on the bottom of the structure.

ここで波圧と浮体変形の伝播速度の相違を検討するため水深 40cm での各波高における浮体変形の伝播速度 (V_p) に対する波圧の伝播速度 (V_s) の比を Fig. 4 に示す. この図より波高の増加に伴い V_p/V_s は徐々に大きくなり, また曲げ剛性の影響によりポリプロピレン板のほうが顕著に表れている. 次に Fig. 5 は波高 4cm での各水深を示したものであるが, この場合水深の減少に伴い V_p/V_s は増加している事が分かる. また V_p/V_s は入射波の非線型性が強いほど大きくなり, さらに波高より水深の影響が大きいことが分かった.

また, 水深及び波高の両者の影響を統一的に表現するために, 浮体の長さ L_s と孤立波理論の一次近似解より波形の総面積の 99.6% を含む長さ λ_s (式 (1) より) との比 L_s/λ_s を浮体の相対長さとして定義し, 分裂の有無に関わる V_p/V_s と相対長さの関係を本実験の全てのケースにおいてまとめたのが Fig. 6 である. 2 種類の浮体において V_p/V_s がある限界値を超えると分裂波が生じていることが分かる. しかし, 曲げ剛性の違いにより分裂の発生する波浪条件が異なるため, 浮体の相対長さにおける分裂発生の限界値は異なる.

$$\lambda_s = \frac{4\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{d}{H} \right)^{\frac{3}{2}} H \quad (1)$$

ここで, d は水深, H は波高である.

また, 孤立波の進行距離の増大に伴う波圧の変化を検討するために, Fig. 7 では水深 30cm における, 孤立波本体と分裂波第一波目の伝播速度と ρgh (H : 入射波高, g : 重力加速度, ρ : 水の密度) で無次元化した両者の波圧の空間分布を各波高ごとに示したものである. 孤立波の進行に伴い孤立波本体での波圧は減少し伝播速度も遅くなるが, 分裂波での波圧は増加し本体での波圧よりも大きくなり, その伝播速度も速くなる.

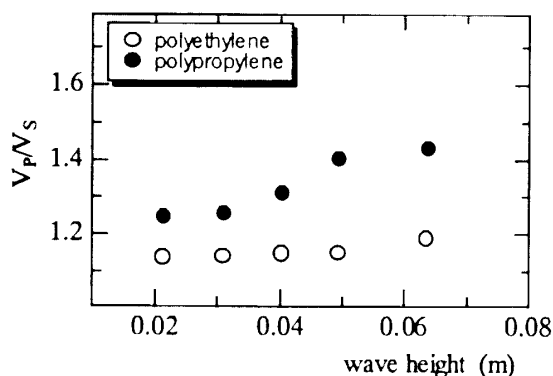


Fig. 4 propagation velocities of structure deflection and wave pressure, in relation to incident wave heights.

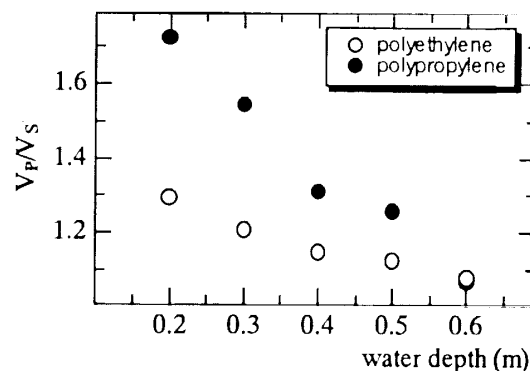


Fig. 5 propagation velocities of structure deflection and wave pressure, in relation to water depth.

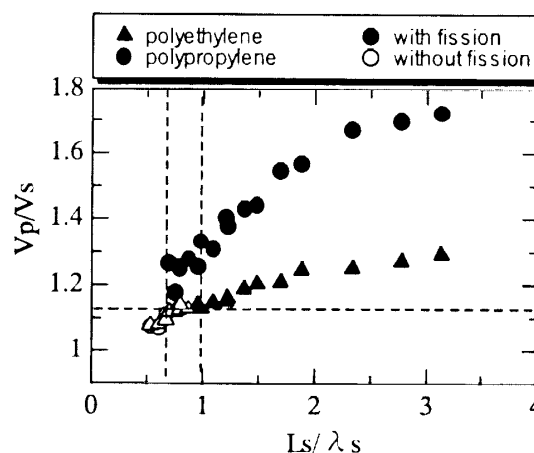


Fig. 6 propagation velocities of structure deflection and wave pressure, in relation to the defined relative structure length.

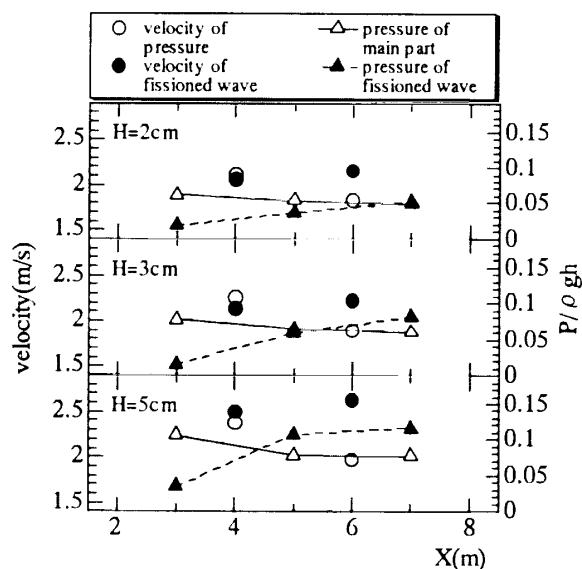


Fig. 7 distribution of the propagation velocities of structure deflection and wave pressure.

3. 数値解析及び検討

劉ら³⁾は波浪条件, 海底地形, 構造物の質量分布あるいは剛性分布のいずれも任意に設定できる解析法を確立することを目的として, 流体運動には境界要素法を, また浮体の弾性変形の解析には有限要素法を別個に用い, 浮体と流体の界面での変位及び圧力を接続することによって, 流体と浮体の動的な干渉を計算できる時間領域数値解析法を提案した. この解析法は, 流体の自由水面及び流体と浮体の界面での運動学的及び力学的境界条件を時間と共に変化する移動境界に適用しており, 非周期・非線形波浪場での浮体応答解析に適用しえるものである.

以下では, この数値解法を簡単に記述し, 実験値との比較により数値解析の有効性を検証し, 弾性浮体下での孤立波の伝播特性及び分裂波の発生機構に関わる波浪条件と浮体条件の影響について検討する.

3.1 数値解析法

流体運動とそれに伴う浮体の弾性応答を Fig. 8 に示すような沖側境界 (造波境界), 水底と岸側境界 (開境界) で囲まれた領域 Ω で計算する. 流体は非圧縮性・非粘性の完全流体とし, 流体運動は渦なしであるとする. また, 浮体は上下方向に自由に運動し, 流体とは常に密着しているものとする.

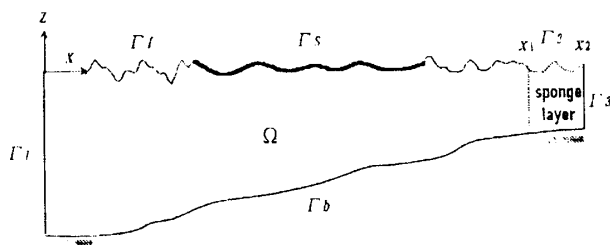


Fig.8 computation domain and definition of boundaries

流体域で成立すべき基礎式は次の速度ポテンシャル ϕ に関するラプラス方程式となる.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2)$$

鉛直な造波境界 Γ_1 上の水位 $\bar{\eta}$ 及び水底から自由水面までの水平流速分布 $\bar{u}(z)$ を連続的に与えることにより波を発生させる.

$$\eta = \bar{\eta} \quad \text{on } \Gamma_1 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \bar{u}(z) \quad \text{on } \Gamma_1 \quad (4)$$

水底での不透過条件は以下の式であり,

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on } \Gamma_b \quad (5)$$

時間と共に変動する自由水面及び浮体と流体の界面での運動学的及び力学的条件は,

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \cos \theta \quad \text{on } \Gamma_f, \Gamma_s, \Gamma_2 \quad (6)$$

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial s} \right)^2 \right\} - g\eta = 0 \quad \text{on } \Gamma_f \quad (7)$$

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial s} \right)^2 \right\} - g\eta = \frac{1}{\rho} \left(D \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4} + m \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} \right) \quad \text{on } \Gamma_s \quad (8)$$

となる. s は境界上における接線方向, θ は鉛直方向 z と法線方向 n とのなす角, g は重力加速度, ρ は水の密度である. また, D は浮体の曲げ剛性, m は単位長さ当たりの質量である.

沖側境界からの反射波の影響を低減するため, 大山ら⁸⁾が提案した数値消波層を用いた. 層内の自由水面 Γ_2 での力学的条件を次のように設定することにより, 主に短周期成分を強制的に減衰させる.

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial s} \right)^2 \right\} - g\eta - \mu \phi + \int_{x_1}^x \left(\phi \frac{\partial \mu}{\partial x} \right) dx = 0 \quad \text{on } \Gamma_2 \quad (9)$$

また, 消波層を通過する長周期成分に対しては, 消波層後端の開境界面 Γ_3 に Sommerfeld 型放射条件を適用し, Γ_3 上での運動学的条件として次式が与えられている.

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{1}{\sqrt{gd}} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu \phi - \int_{x_1}^{x_2} \left(\phi \frac{\partial \mu}{\partial x} \right)_{\text{on } \Gamma_2} dx \right) \quad \text{on } \Gamma_3 \quad (10)$$

なお, 式(9)と(10)中の μ は減衰係数であり, x に比例して線形に分布させる.

流体運動の基礎式である(2)式は, グリーン公式を適用すると境界積分方程式となり, 更に, 全境界 Γ を空間的に離散化し, 境界要素法で求めることができる. この際, 各境界面での運動学的条件(4), (5), (6), (10)を代入すると, 境界積分方程式の未知数は全境界 Γ 上の節点での ϕ と境界面 Γ_f , Γ_s , Γ_2 上の節点での $\partial \eta / \partial t$ となり, 力学的条件(7), (8), (9)式と連立して解くことにより, ϕ と η が求められる. なお, 流体と浮体の界面に作用する圧力の釣り合い式(8)については, 境界要素法での界面上の分割と同一の節点で浮体を分割し, 節点変位としては鉛直変位と回転を, 節点外力としてはせん断力と曲げモーメントを考え, 有限要素法で浮体の応答解析を行う.

また, 水面変動と浮体応答の時間発展の計算では, 自由水面及び界面上における各時間ステップごとの計算節点を上下方向のみに移動させ, 速度ポテンシャル ϕ , 水位及び浮体変位 η について陰的解法の逐次計算スキームで求める.

3.2 実験結果との比較

孤立波の分裂現象に対する数値計算法の適用性を検証するため、数値解と実験値との比較を行った。Fig. 9 は水深 20 cm、入射波高 2 cm とした場合であり、浮体前端から同地点での、浮体鉛直変位及び浮体底面に作用する波圧の時間波形の実験値（白丸）と数値解（実線）を示している。Fig. 3 の波浪条件と比べ、水深は浅くなっており、これにつれ分裂現象が顕著となる。また、進行距離の増加に伴い、孤立波本体の前方（進行方向）に働く波圧は発達し、浮体変形の伝播より波圧のほうが速く前方へ伝播し、両者の位相差が大きくなる。

また、数値解は実験値と極めて良く一致し、分裂の発生状況、孤立波本体と分裂波の形状、及び浮体底面に作用する波圧をよく再現していることから、本解析手法が分裂のような現象に対しても十分適用できることがわかる。

3.3 数値解析による検討

長さ 10m の模型浮体を用いた実験では分裂が発生しなくても、浮体の長さを増加した際の分裂発生の有無は明らかではない。そこで、以下では、浮体長を 40m とし、浮体の曲げ剛性と質量及び波浪条件を変化させて計算を行い、弾性浮体下での孤立波の分裂状況及び分裂条件を検討する。

Fig. 10 は実験では分裂が生じなかった Fig. 2 中の波浪条件及び浮体条件に対して浮体長を長くした場合の変形と波圧の空間波形を示しており、孤立波本体が 25 m に達する時点から、前方に分裂波が現れ、次第に明瞭になっている。これは浮体の曲げ変形に対して波圧が働き、浮体変形の伝播速度よりも波圧の伝播速度のほうが速く、両者の位相差により生じるものである。このことから、浮体長が短く、分裂が発生する前に浮体を通過するような入射波でも、浮体長の増大と共に分裂が生じはじめることが分かる。

Fig. 11 は、水深を 40cm、波高水深比を 0.1、浮体の厚さを 2cm とした場合の、浮体下での孤立波の分裂状況に対する浮体の曲げ剛性の影響を示した例である。曲げ剛性が大きい場合には、浮体は変形しにくい状態となり、浮体の曲げ変形の抵抗に対して浮体底面に作用する波圧は発達し、浮体変形の前方のみへ伝播する。その結果、実験でも見られたように、分裂波は孤立波本体の前方のみに生じている（Fig. 11(a)）。曲げ剛性が小さくなるにつれ、孤立波本体の前方に働く波圧は弱くなり、本体の後方にも波圧が作用し始める。従って、孤立波本体の前方の分裂波は弱くなり、次で前後方の分裂波が発生し、ドップラー効果によって前方での波長は短く、後方では長い（Fig. 11(b)）。曲げ

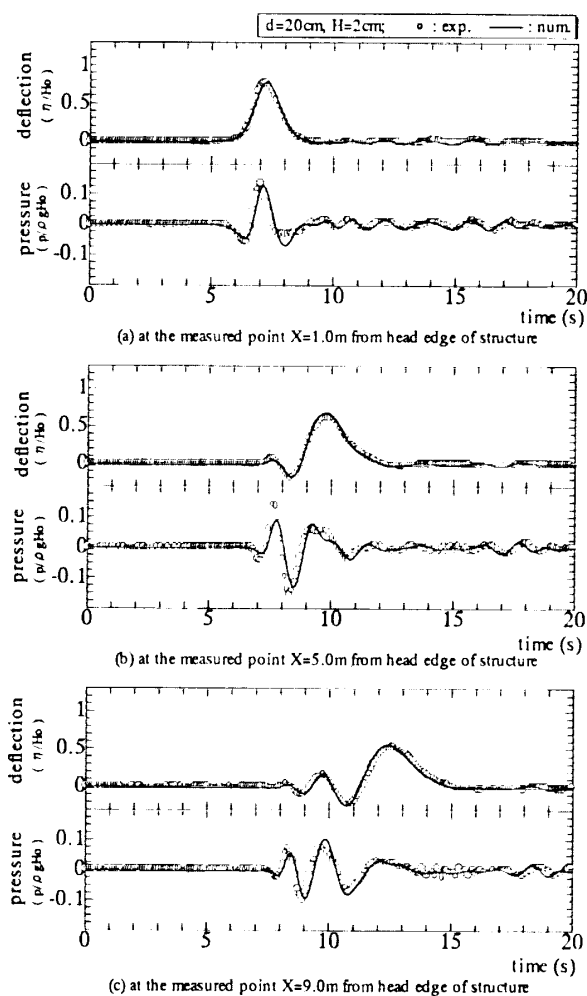


Fig.9 the comparisons of the numerical and experimental time histories of structure deflection and wave pressure.

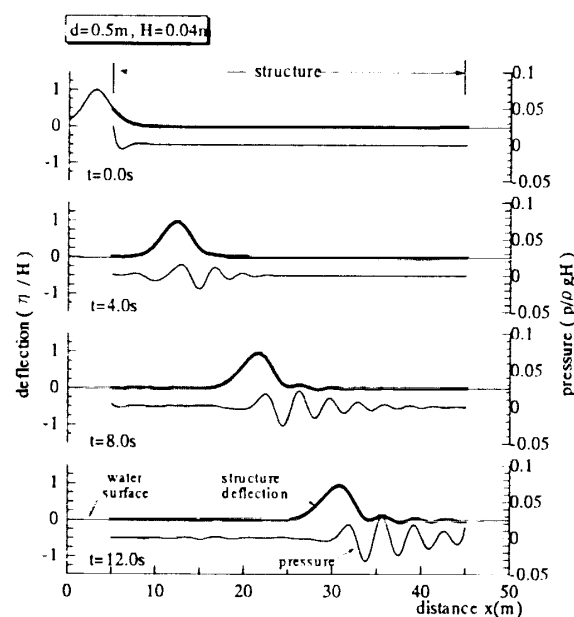


Fig.10 the computed spatial profiles of structure deflection and wave pressure.

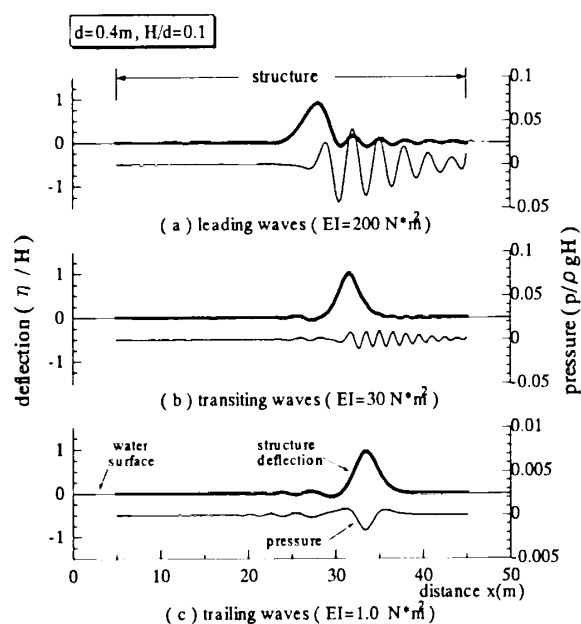


Fig.11 the fission situations of a solitary wave under the flexible structures when the bending rigidity of the structure is varied.

剛性が更に小さくなると、前方分裂波は次第になくなり、分裂波は孤立波本体の後方のみに現れる (Fig.11(c))。本研究の範囲内 (水深 20~60cm, 波高 2cm~6cm, 浮体の長さ 40m 及び曲げ剛性 0.1~300N·m²) では弾性浮体下での孤立波は三種類のいずれかのパターンで必ず分裂することが明らかとなった。

Fig.12 は、Fig.11 中で前後分裂のパターン (b) になった浮体の曲げ剛性を用いて、波浪条件を変化させた場合の孤立波の分裂状況を示している。水深が浅い場合では前方分裂のみが現れる (Fig.12(a)) のに対し、水深が深くなると、次第に前方分裂がなくなり後方分裂のみが発達する (Fig.12(c))。

以上のことは、前方分裂、前後分裂及び後方分裂の三種類のパターンの出現する範囲が存在していることを示唆している。そこで、波浪条件、浮体の曲げ剛性及び質量を変化させて種々の計算を行い、分裂の現れる範囲の例を Fig.13 に示した。図中では、横軸は水深、縦軸は浮体構造物の振動数 ($\omega = \sqrt{EI/m}$) である。分裂のパターンは水深、波高、浮体の曲げ剛性と質量によって決定され、特に、浮体の曲げ剛性及び水深が支配的であることが明らかとなった。しかし、上述三種の分裂波の発生条件及び出現範囲は波浪条件及び浮体特性と具体的にどのような関係を持つかを厳密に解明するためには、理論的な検討が必要である。

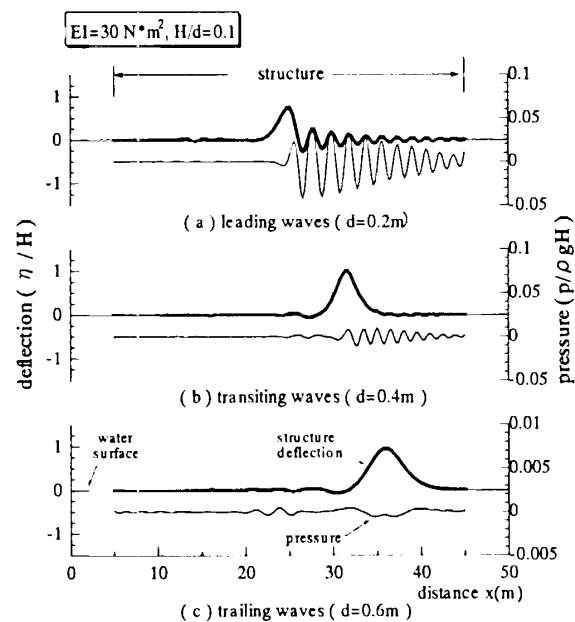


Fig.12 the fission situations of a solitary wave under a flexible structure when the water depth is varied and the ratio of incident wave height to water depth is fixed at 0.1.

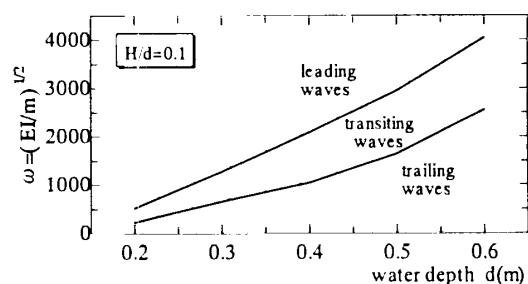


Fig.13 an example of the occurrence area of the three patterns of fissioned waves.

4. 結論

本研究では、弾性浮体下での孤立波の分裂特性について、実験及び数値計算によって検討を行った。得られた結論は以下の通りである。

- (1) 孤立波は一樣水深下での自由水面上では分裂しないが、弾性浮体下を伝播する間に分裂する。
- (2) 弾性浮体下での孤立波分裂の発生要因としては、波浪と浮体の曲げ変形との動的干涉によって、浮体に働く波圧の伝播速度は浮体変形の伝播速度と異なることにある。
- (3) ある一定の曲げ剛性、質量及び長さを持つ浮体に対して、分裂波発生の有無が入射波の非線型性の強弱に依存する。
- (4) 入射する孤立波が非線型性の弱いものであって

も、浮体長の増大と共に分裂が発生する。

- (5) 分裂波は、前方分裂、前後分裂及び後方分裂の三種類のいずれかのパターンになる。波圧の伝播速度は浮体変形の伝播速度より速い場合には、前方分裂が発生する。両者は近い場合には、前後分裂が生じる。また、波圧の伝播は遅い場合には、後方分裂が現れる。
- (6) 前方分裂、前後分裂及び後方分裂の出現範囲は、水深、波高、浮体の曲げ剛性及び質量によって決定される。

本研究の結果より、分裂波は三種類のパターンに分類することができた。しかし、三種の分裂波の発生条件及び出現範囲を厳密に解明するためには、数値解析では限界があり、理論的な検討が必要となる。更に、今回の実験では前方分裂のみが再現されたが、前後及び後方の分裂現象を実験的に検証することも今後の課題である。

参 考 文 献

- 1) Xiaodong LIU, Shigeki SAKAI and Makoto SASAMOTO ; " A Numerical Simulation for the Interaction of Mega-Float with Solitary Wave ", Proceedings of the 17th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, ASME, OMAE98-4343, 1998.
- 2) 劉 曉東, 堺 茂樹, 鈴木隆裕 ; "海底勾配を有する海域に設置した大型浮体の津波応答", 西部造船会会報, 第97号, pp.87-94, 1999.
- 3) 劉 曉東, 堺 茂樹 ; "任意波浪場に於ける大型浮体の弾性応答に関する時間領域解析", 土木学会論文集, No.656/II-52, pp.157-166, 2000.
- 4) Chandler, P.L. and R.M. Sorensen ; "Transformation of Waves Passing a Submerged Bar", Proc. of 13th Coastal Engrg., ASCE, Vol.1, Chapt.19, 1972.
- 5) Massel,S.R. ; " Harmonic Generation by Waves Propagating over a Submerged Step ", Coastal Engrg.,Vol.7, pp.357-380, 1983.
- 6) Seabra-Santos,F.J., D.P.Renouard and A.M. Temperville ; " Numerical and Experimental Study of the Transformation of a Solitary Wave Over a Shelf or Isolated Obstacle ", J. Fluid Mech., Vol.176, pp.117-134, 1987.
- 7) 安田孝志, 榑原幸雄, 北村 茂 ; "水深変化による孤立波の変形と砕波に及ぼす斜面の影響", 海岸工学論文集, 第38巻, pp.41-45, 1991.
- 8) 大山 巧, 藤岡和夫 ; "非線型不規則波動場を対象とした数値波動水槽の開発", 土木学会論文集, No.429/II-15, pp.77-86, 1991.