

被衝突時における海洋構造物の弾塑性応答 に対する流体力の影響

正員 上 田 幸 雄* 正員 村 川 英 一*
正員 項 殿 祥**

Effect of Fluid Force on Elastic-plastic Response of Offshore Structures under Collision

by Yukio Ueda, *Member* Hidekazu Murakawa, *Member*
Dianxiang Xiang, *Member*

Summary

When an offshore structure is damaged through a collision with a ship or an iceberg, certain influence from the fluid force acting on the colliding body is expected. However, reports on this subject are limited in number and the provided information is rather fragmentary. The characteristic of the phenomenon changes with the relative speed of collision. In other words, it depends on the relative duration time of collision. In general, the duration time is determined not only by the mechanical property of the collided structure, such as its stiffness and strength, but also the shape and the mass of the colliding body.

To obtain general view of the phenomena for both when the behaviors of the structure are elastic and elastic-plastic, the authors studied the effects of the fluid force under collision through experiments and numerical analyses. It is shown that the degree of the effect of fluid force can be classified by parameters which are related to the relative duration time of the collision. Further, the degree of the effect of the fluid force is shown to be predicted using the proposed parameters.

1. 結 言

厳しい環境の中で稼動する海洋構造物は、供給船や冰山等の漂流物、さらにはプラットフォームからの落下物等との衝突の危険に曝されている。したがって、こうした構造物を設計する際には、起こり得る衝突事故に対して、発生する損傷を予想し、さらに損傷を受けた構造物の残留強度を把握しておく必要がある¹⁾。一方、海洋構造物の構造形式はジャケット型、ジャッキアップ型、セミサブ型等に分類されるように多様であり、剛性や強度等の構造特性もそれぞれ異なる。また、衝突物体も小さな落下物から、巨大な冰山まで、その質量においてもその幅は非常に広い。そのために、想定し得る構造物と衝突物体の組み合わせという意味で、広がりを持った問題として衝突問題を把握しようとすれば、何らかのパラメーターに基づく現象の分類が必要となる。

そこで著者ら^{2),3),4)}は、被衝突部材単体あるいは海洋構造物全体の衝突応答を分析し、現象を特徴付けるパラメーターをいくつか提案し、これらを用いた現象の分類を試みた。ただし、著者らのこれまでの報告では、衝突物体は単なる剛体として取り扱われており、供給船等の浮体との衝突に見られる浮体回りの流体の影響は無視されていた。一般に、衝突時に浮体に作用する流体力は、等価付加質量係数の形で考慮されることが多いが、元良ら^{5),6)}が指摘しているように、等価付加質量係数は衝突が持続している間、時間的に変動し一定値とはならない。このことから、Blokら^{7),8)}は運動量やエネルギーの立場から定義された、一種の平均的な付加質量係数を提案している。さらに、彼らは、衝突を受ける構造物の剛性と付加質量係数との関係について検討を行っている。しかし、浮体回りの流体の挙動は、構造物の剛性のみならず、その強度や衝突浮体の形状や質量および衝突速度に依存すると予想されるが、これらの影響に関する一般的な考察は示されていない。そこで、著者らはこの点に注目し、衝突時における流体力の影響を弾性応答と弾塑性応答のそれぞれについて、実験および理論解析により

* 大阪大学溶接工学研究所

** 大阪大学工学部 (大学院)

検討した。特に、現象の整理においては、相対的な衝突の持続時間に基づく無次元パラメーターを提案し、これを用いて現象を分析した。

2. 支配パラメーター

衝突浮体に働く流体力は、衝突を受ける構造物の剛性や強度、さらには浮体の形状や質量に依存するものと考えられる。そこで、現象を統一的に理解するために、相似則より導かれたパラメーターを用いて、現象の整理を試みた。相似則およびパラメーターの導出の詳細は、Appendix に示されているが、ここではパラメーターの物理的意味について直感的な説明を行う。

衝突時の流体の挙動は、Fig. 1 に示されるように、浮体の代表長さ L と衝突によって発生する代表的な波の波長 λ の比 ξ によって支配される。すなわち

$$\xi = L/\lambda \quad (1)$$

無限水深を仮定すると、現象が周期的な場合の波長 λ は、 τ を振動周期、 g を重力加速度として、次式で与えられる。

$$\lambda \propto g\tau^2 \quad (2)$$

これを(1)式に代入すると次式が得られる。

$$\xi \propto L/(g\tau^2) \quad (3)$$

一方、衝突現象は周期運動ではないが、衝突の持続時間 τ_c を運動の代表的周期と見なすことにする。例えば、衝突を受ける構造物が弾性挙動をする場合を考えると、 τ_c は、質量 m を有する衝突浮体と剛性 k を有する構造物が構成するバネ質量系の周期にほぼ比例する。すなわち、

$$\tau_c \propto \pi\sqrt{m/k} \quad (4)$$

したがって、弾性応答におけるパラメータ ξ は、次式により定義できる。

$$\xi = Lk/\pi^2 gm \quad (5)$$

また、構造物が剛塑性的に応答する場合は、衝突時の力積と運動量変化が等しいことから次式が成立する。

$$\tau_c F_p \propto mv_0 \quad (6)$$

ここで、 F_p は構造物の降伏強度であり、 v_0 は浮体の初速である。この関係を用いると、剛塑性体に対するパラメータ ξ として次式が導かれる。

$$\xi = (L/g)(F_p/mv_0)^2 \quad (7)$$

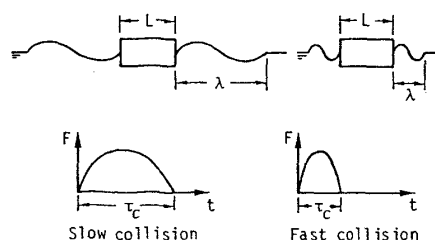


Fig. 1 Duration time of collision and generated waves around the colliding body.

3. 理論解析法

3.1 境界要素法⁹⁾

ここでは、一様流上を漂流する浮体が固定された構造物に衝突するという問題を想定し、座標系としては海流に固定された移動座標系を用いる。この問題において、浮体周りの流体の運動は、2次元流れに単純化して取り扱い、浮体は回転運動せず単に並進運動するものと仮定する。Fig. 2 は、境界条件とメッシュ分割を示しており、構造物を想定したバネが一定速度 v_0 で浮体に衝突するものとする。この時、領域内の流体の流れは、 ϕ を速度ポテンシャルとして、ラプラスの方程式により支配される。すなわち、

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (8)$$

さらに、 ϕ および ϕ^* がともにラプラス方程式を満足する場合、相反定理より次のような境界積分方程式が導かれる。

$$\int \frac{\partial \phi}{\partial n} \phi^* ds = \int \frac{\partial \phi^*}{\partial n} \phi ds \quad (9)$$

ここで、 ϕ^* はラプラス方程式を満足する既知関数であるとする。また、 ϕ は与えられた問題に対する未知の速度ポテンシャルとし、これを境界上に設けられた節点におけるポテンシャルの値 $\{\phi\}$ および法線方向の微分 $\{\partial \phi / \partial n\}$ を用いて離散化すると、次のような代数方程式が得られる。

$$[H]\{\phi\} = [G]\left\{\frac{\partial \phi}{\partial n}\right\} \quad (10)$$

一方、境界 Γ_1 は壁であり、 Γ_2 は自由表面、また、 Γ_3 は浮体と流体との界面であり、それぞれにおいて、境界条件は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial n} = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_2}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi_2}{\partial n} = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} \cos \theta = \frac{\partial \phi_3}{\partial n} \quad (13)$$

なお、 u は浮体の変位を表わし、 θ は浮体表面の法線と x 軸のなす角である。ここで、(11)～(13)式を(10)式に代入すると次式が得られる。

$$[H]\begin{Bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{Bmatrix} = [G]\begin{Bmatrix} 0 \\ -1/g \ddot{\phi}_2 \\ \cos \theta \dot{u} \end{Bmatrix} \quad (14)$$

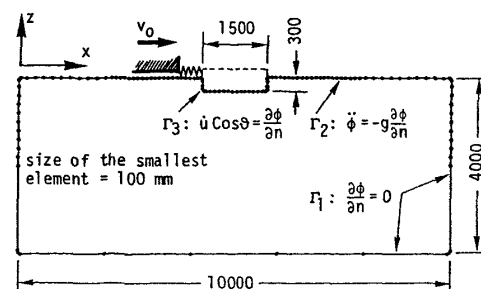


Fig. 2 Two dimensional idealization of the collision problem and mesh division for B. E. M.

また、浮体に注目すると、次の運動方程式が導かれる。

$$m\ddot{u} = -B \int \rho \phi_3 \cos \theta d\Gamma_3 + k(v_0 t - u) \quad (15)$$

したがって、衝突時における浮体および流体の運動は、(14)式および(15)式によって表わされる。なお、これらの式は速度ポテンシャル ϕ と浮体の変位 u を未知変数とした時間に関する2階の常微分方程式であり、これを解くために、Newmark の β 法を用いた。ただし、 β の値として $1/4$ を採用した。

3.2 畳み込み積分

過渡運動する浮体に働く流体力は、次に示す畳み込み積分により計算できる^{5),10)}。

$$F_f(t) = -m(\infty)\ddot{u}(t) - B \int_0^t h(\tau)\dot{u}(t-\tau)d\tau \quad (16)$$

ここで、 $m(\infty)$ は、無限大の周波数に対する付加質量、すなわち、自由表面に生じる波の影響を無視したときの付加質量である。また、 $h(\tau)$ は、次式で与えられる。

$$h(\tau) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty c(\omega) \cos \omega \tau d\omega \quad (17)$$

ただし、 $c(\omega)$ は周波数 ω に依存した浮体の前後揺れに対する減衰係数であり、その値は浮体の形状にも依存し、田才¹¹⁾の方法によって計算することができる。一例として、アスペクト比 $L:d$ が $5:1$ で、矩形断面を有する浮体について計算した $c(\omega)$ が Fig. 3 に示されている。さらに、 $h(\tau)$ は、元良⁹⁾の方法で計算できる。すなわち、Fig. 3 に示されているように $c(\omega)$ の関数形を台形および三角形からなる図形群で近似する。次に、それらに対する逆フーリエ変換を求め、その和として $h(\tau)$ が求められる。これを、具体的な式の形で表わしたものが次式である。

$$h(\tau) = \frac{2}{\pi \tau^2} \left[\frac{R_0}{\omega_2 - \omega_1} (\cos \omega_2 \tau - \cos \omega_1 \tau) + \frac{R_4}{\omega_8 - \omega_3} (\cos \omega_3 \tau - \cos \omega_8 \tau) + \frac{R_3 - R_4}{\omega_7 - \omega_3} (\cos \omega_3 \tau - \cos \omega_7 \tau) + \frac{R_2 - R_3}{\omega_6 - \omega_3} (\cos \omega_3 \tau - \cos \omega_6 \tau) \right]$$

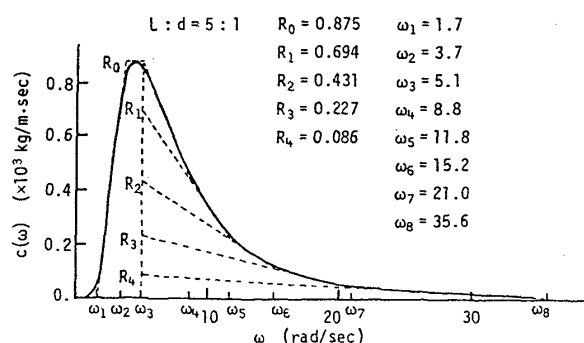


Fig. 3 Frequency dependent damping coefficient and its simplified representation.

$$+ \frac{R_1 - R_2}{\omega_5 - \omega_3} (\cos \omega_3 \tau - \cos \omega_5 \tau) + \frac{R_0 - R_1}{\omega_4 - \omega_3} (\cos \omega_3 \tau - \cos \omega_4 \tau) \quad (18)$$

以上のような方法で求められた流体力を用いると、浮体の運動方程式は次に示される2階の常微分方程式となる。

$$(m + m(\infty))\ddot{u} = k(v_0 t - u) - B \int_0^t h(\tau)\dot{u}(t-\tau)d\tau \quad (19)$$

さらに、運動方程式の解は、境界要素法の場合と同様に、Newmark の β 法により求められる。

4. 実験

4.1 目的

実験の第一の目的は、衝突問題における流体力の影響の程度を実測値として把握することであり、第二の目的は、衝突の相対的速さ、すなわち、2章で示したパラメーターの変化に伴う現象の変化について検討を行うことである。

4.2 装置および実験条件

実験は大阪大学の試験水槽を用いて行い、その概略が Fig. 4 に示されている。供試模型は箱舟であり、寸法 $L \times B \times d$ は、 $1500 \times 500 \times 300$ mm である。一方、構造物を模擬したバネは牽引車に取り付けられ、速度が v_0 の定常走行状態で、箱舟の喫水線から 50 mm 上方の位置に衝突させた。なお、この実験では、出来るだけローリング等の回転運動を排除するという理由から、衝突方向は模型の長さ方向とした。また、重心を衝突点の高さに近付けるため、鋼鉄製のバラストは2本の枕木に載せた状態で固定した。バネについては、Table 1 に示されるように剛性が異なる6種類のバネを準備した。ただし、バネを取り付ける治具の剛性が 2.76×10^5 N/m と比較的小さく、その変形が無視できないので、バネと治具を合わせた等価剛性を剛性 k として用いた。さらに、(5)式に従って計算されたパラメーター ξ の値が同じ表に示されている。また、現象の衝突速度 v_0 に対する依存性を検討するため、 v_0 が 0.1 m/sec および 0.2 m/sec の場合について実験を実施した。

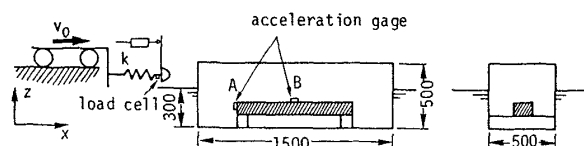


Fig. 4 Schema of the experiment.

Table 1 Stiffnesses of springs used for experiments.

Spring	Stiffness k	ξ
A	1.27×10^4 N/m	0.875
B	2.18×10^4 N/m	1.50
C	3.52×10^4 N/m	2.43
D	4.12×10^4 N/m	2.84
E	4.95×10^4 N/m	3.39
F	6.51×10^4 N/m	4.49

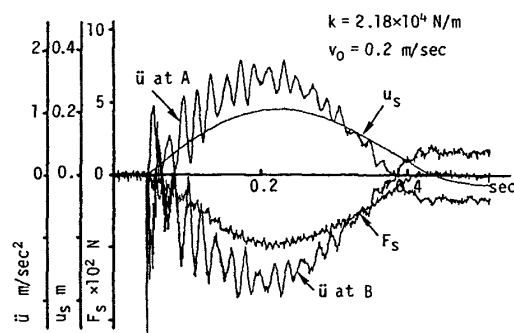


Fig. 5 Example of measured data ($k=2.18 \times 10^4$ N/m, $v_0=0.2$ m/sec).

計測については、図のように2個の加速度計A,Bをバラスト上に取り付け、Aでは x および z 方向の加速度、Bでは x 方向の加速度をそれぞれ測定した。また、バネの変位を変位計で、バネに作用する力をロードセルにて測定した。測定データの一例が、 $k=2.18 \times 10^4$ N/m, $v_0=0.2$ m/secの場合についてFig. 5に示されている。二つの加速度計で計測された衝突方向(x 方向)の加速度が、符号を互いに逆にした状態で示されているが、同位相の高次振動が衝突直後に顕著に認められる。この高次振動は枕木で弾性支持されたバラストが模型の前後方向に局部振動しているために生じたものと考えられる。また、衝突の瞬間の荷重に認められる鋭い波形は、ロードセルが衝突部先端に取り付けられたヘッドと一体であるため、衝突により発生した弾性波の通過を記録したものである。

5. 弾 性 応 答

弾性バネを用いた衝突実験の結果を詳細に検討する。 $k=1.27 \times 10^4$ N/m, $v_0=0.2$ m/secの場合について、 x 方向加速度の時刻歴がFig. 6に示されている。高次の局部振動成分を差し引くと、加速度の履歴はほぼ正弦関数的であるが、Blokら^{7),8)}の実験結果と同様に、衝突の後半で周期が伸びる傾向が見られる。

この実験では衝突方向が模型船の長さ方向であるので、

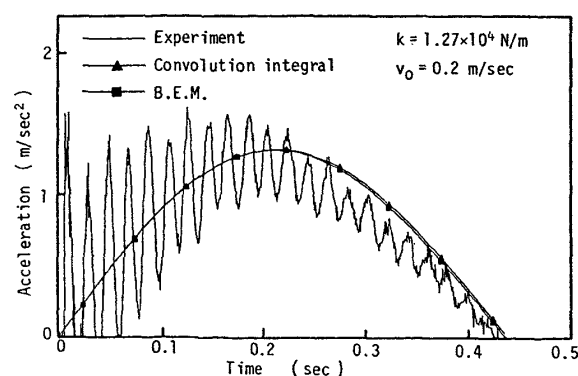


Fig. 6 Time history of the acceleration of the model ship ($k=1.27 \times 10^4$ N/m, $v_0=0.2$ m/sec).

問題を $x-z$ 平面内の2次元問題として取り扱うのは妥当ではないが、3章で述べた二つの解析法を用いて計算した結果が同図に参考データとして示されている。現象の理想化の妥当性に関しては問題があるが、おおよその傾向として、実験結果と解析結果は良く対応している。また、境界要素法および畳み込み積分で計算した結果を比較すると、両者は良く一致していることから妥当な計算が行われていることが分る。

浮体はバネからの反力 F_s と流体力 F_f を受けて運動しており、運動方程式は形式的に次のように書ける。

$$F_s + F_f = m\ddot{u} \quad (20)$$

従って、流体力の相対的大きさを表わす一つの尺度として、次に示されるような流体力係数 α を定義することができる。

$$\alpha = -F_f / m\ddot{u} = F_s / m\ddot{u} - 1 \quad (21)$$

なお、仮に流体力が加速度に比例する成分のみから構成されたとみなした場合、係数 α は見掛けの付加質量係数を意味するが、現実には、速度に比例する減衰項も流体力に含まれている。したがって、ここでは、係数 α は単に流体力係数と呼ぶことにする。このように定義された流体力係数 α の時間変化を、同じケースについて示したものがFig. 7である。バラストの局部振動のために曲線が激しく振動しているが、高次成分を差し引いた平均値の時間変化に注目すると、その傾向は2次元計算の結果と良く対応している。また、図より明らかなように、流体力係数は時間とともに変化することが分かる。なお、時刻ゼロにおける流体力係数は周波数無限大の時の付加質量係数に対応する⁵⁾。同様に、バネ剛性が比較的大きく、 $k=4.12 \times 10^4$ N/m, $v_0=0.2$ m/secの場合について、加速度と流体力係数の時間変化がFig. 8およびFig. 9に示されている。この場合は、バネの剛性が高いので、 $k=1.27 \times 10^4$ N/mの場合と比較して衝突の持続時間が約0.54倍になっておりこれは剛性の比の平方根の逆数、すなわち、

$$(4.12/1.27)^{-1/2} = 0.55$$

に対応している。このことから、実験装置、特にバネの摺

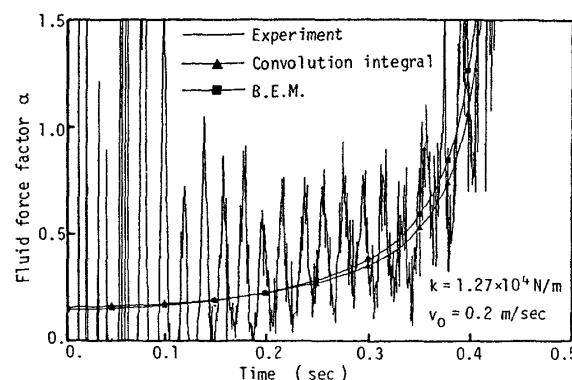


Fig. 7 Time history of the fluid force factor ($k=1.27 \times 10^4$ N/m, $v_0=0.2$ m/sec).

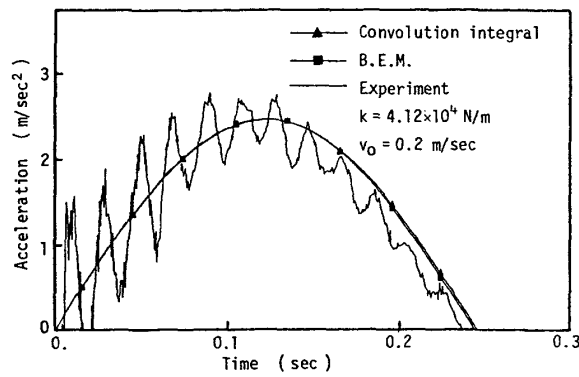


Fig. 8 Time history of the acceleration of the model ship ($k=4.12 \times 10^4$ N/m, $v_0=0.2$ m/sec).

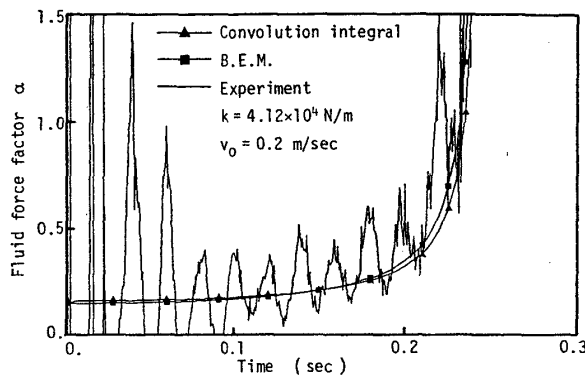


Fig. 9 Time history of the fluid force factor ($k=4.12 \times 10^4$ N/m, $v_0=0.2$ m/sec).

動部分における摩擦等の顕著な影響はないものと予想される。

以上のような実験と計算の結果を、バネに生じる最大荷重に注目して整理したものが Fig. 10 である。同図では、流体力を考慮した時の最大荷重の流体力を無視した時の最大荷重に対する比が縦軸に、バネの剛性およびパラメーター ξ が横軸に取られている。実験結果を見るとパラメーター ξ が 3.0 以下の場合には、多少のばらつきが見られるが、最大

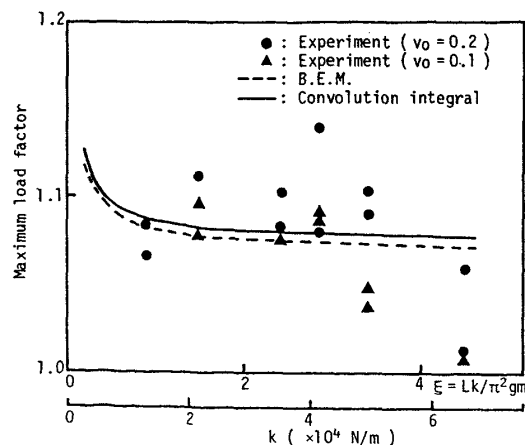


Fig. 10 Variation of the relative maximum collision force with the parameter ξ .

荷重比はほぼ 1.1 近傍の値を示している。言い換えると、流体力の影響度は ξ にほとんど依存しないことが分る。一方、2次元計算の結果が参考データとして示されており、パラメーターの値が小さく $\xi < 1.0$ の領域では、 ξ の減少とともに最大荷重比は急激に増加するが、実験の対象となった ξ の範囲ではほぼ一定値となっている。このような理論解析の結果を基に、再度、実験結果を見直すと、理由は明らかではないが、 $\xi > 3.0$ においては最大荷重比が減少する傾向が認められる。

6. 弾 塑 性 応 答

6.1 質量および降伏荷重の影響

衝突を受ける構造物が弾塑性体である時の衝突現象を、理論計算により検討した。なお、流体力の計算には、前述の畳み込み積分を用いた。加工硬化が有る場合と無い場合について弾塑性バネの荷重—変位関係が Fig. 11 に示されている。同図では、 k , F_p , H はそれぞれ弾性剛性、降伏荷重、弾塑性剛性を表わす。

ここでは、バネの特性および衝突浮体の運動エネルギーが同じで、浮体の質量 m が変化する場合、さらには弾塑性バネの降伏荷重が変化した場合についてシリーズ計算を行い、衝突によってバネに生じる塑性変形に対する降伏荷重 F_p および浮体質量 m の影響を検討した。

最初のシリーズは、バネの特性、浮体の運動エネルギー E_0 および浮体の形状は一定で

$$k=1.33 \times 10^4 \text{ N/m}, \quad F_p=100 \text{ N}$$

$$H=0.0 \quad \text{N/m}, \quad E_0=18.0 \text{ J}$$

$$L : B : d = 15 : 5 : 3$$

とし、衝突浮体の質量を 14kg から 3600kg まで変化させた。これは、(7)式で定義されたパラメーター ξ に換算すると $1.0 < \xi < 17.0$ の範囲に対応する。まず、流体力の影響を浮体の加速度および塑性変形の時間的変化に注目して検討する。Fig. 12 および Fig. 13 は加速度と塑性変形を流体力を考慮した場合とこれを無視した場合の間で比較したものであり、両者に顕著な差が認められる。特に、衝突が完了した時点で塑性変形量を比較すると、流体力のために塑性

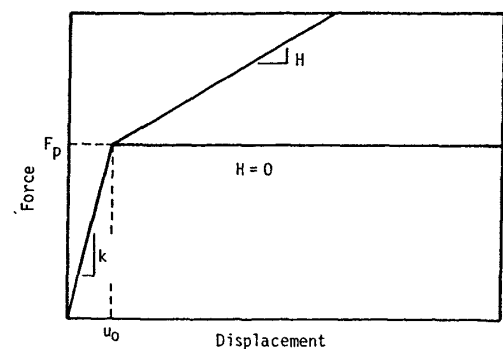


Fig. 11 Force-displacement curves of elastic-plastic springs.

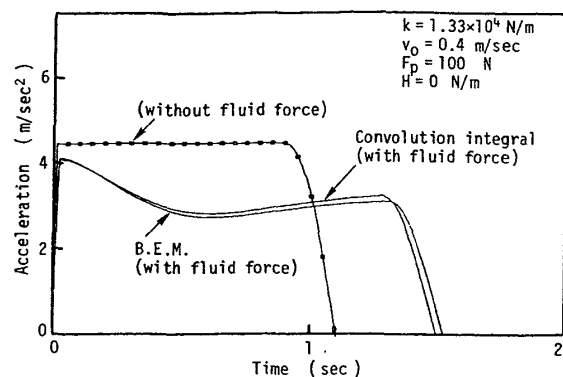


Fig. 12 Effect of the fluid force on time history of the acceleration of the model ship.

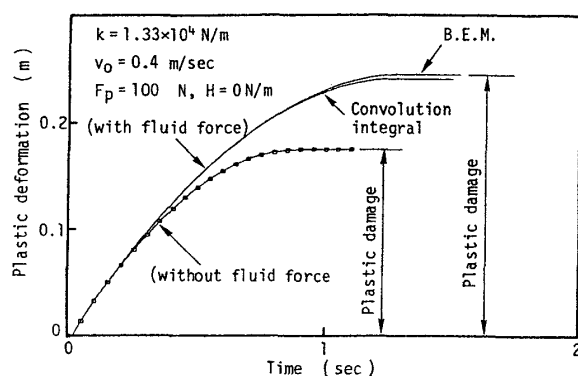


Fig. 13 Effect of the fluid force on time history of the plastic deformation.

変形が約30%増加することが分る。一方、浮体の質量の大小によって現象がどのように変化するかを流体力係数の時間変化について比較した図が Fig. 14 である。この図を見ると、質量の大きさによって現象が変化していることが分るが、さらに、Appendix に示された相似則に従って Fig. 14 を無次元表示すると Fig. 15 が得られる。無次元化されたそれぞれの曲線の立ち上がり部以前の部分はほとんど一つの曲線、すなわち破線に重なる。図中に示された破線は、

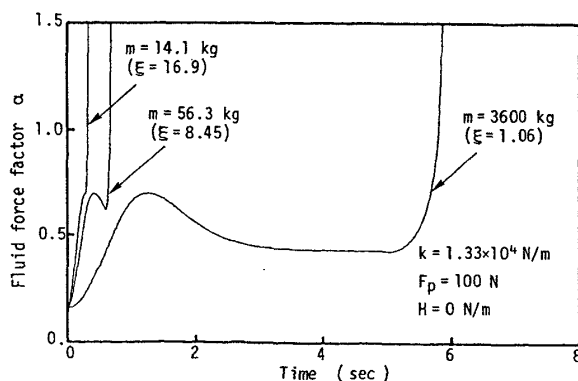


Fig. 14 Comparison of time histories of the fluid force factor among cases with different size of colliding mass.

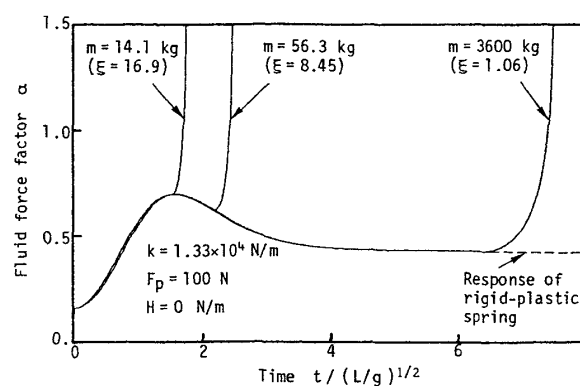


Fig. 15 Comparison of time histories of the fluid force factor in nondimensional form.

浮体に F_p の大きさのステップ荷重、言い換えれば、立ち上がり時間がゼロ（これは、 $k = \infty$ 、すなわち剛塑性体に対応する）で持続時間が無限大の荷重が作用した時の応答である。このことは、Appendix でも述べているように、塑性変形が支配的で降伏後の剛性が無視できるような衝突問題は Fig. 15 において各曲線の立ち上がり位置、すなわち無次元化された衝突持続時間によって整理できることを示している。なお、無次元化された衝突持続時間 ξ は、Appendix の(a-17)式に示されるように(7)式で定義された ξ と1対1の対応関係にある。そこで、浮体の質量が塑性変形に及ぼす影響を ξ について整理すると Fig. 16 が得られる。同図から明らかなように、運動エネルギーが同じでも、流体力を無視した場合の塑性変形量に対する塑性変形量の比は、今想定している ξ の範囲において1.35~1.50の間を変化し、浮体の質量が大きいほどすなわち衝突持続時間が相対的に大きいほど塑性変形が大きい。破線および一点鎖線は、それぞれ、バネが弾塑性バネで浮体の運動エネルギーが2倍の36 Jの時の結果およびバネが剛塑性体である場合の結果を参考までに示したものである。エネルギーが大きいということは、塑性変形が大きく弾性変形が相対的に小さくなることを意味し、このために挙動は、剛塑性に近付くと予想され、Fig. 16 の結果はこれに対応している。

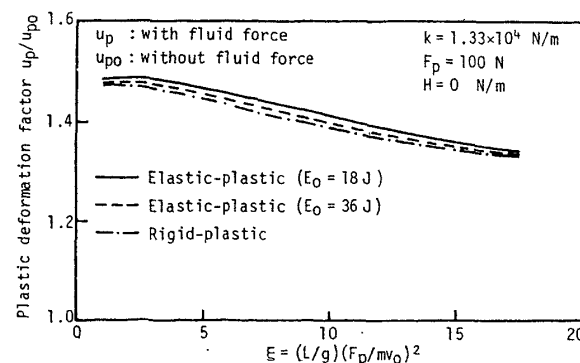


Fig. 16 Effect of the size of colliding mass viewed as the variation of the relative plastic deformation with the parameter ξ .

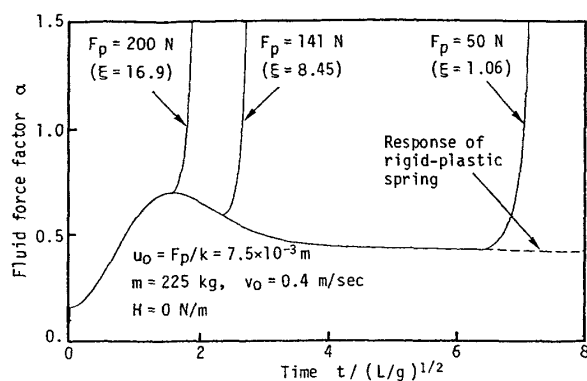


Fig. 17 Comparison of time histories of the fluid force factor among cases with different yielding load.

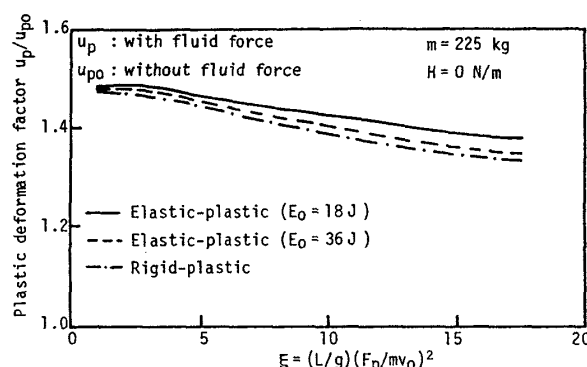


Fig. 18 Effect of yielding load viewed as the variation of the relative plastic deformation with the parameter ξ .

次のシリーズは、バネの弾性限界変位 u_0 、浮体の質量 m 、速度 v_0 および形状は一定で

$$u_0 = F_p/k = 7.5 \times 10^{-3} \text{ m}, \quad H = 0.0 \text{ N/m}$$

$$m = 225 \text{ kg}, \quad v_0 = 0.4 \text{ m/sec}$$

$$L : B : d = 15 : 5 : 3$$

とし、バネの降伏荷重 F_p を 50 N から 200 N まで変化させた。これは、パラメーター ξ に換算すると $1.0 < \xi < 17.0$ の範囲に対応する。降伏荷重の大小によって現象がどのように変化するかを比較した図が Fig. 17 である。なお、Fig. 17 は Fig. 15 と同様に無次元表示されており、図中の破線は、ステップ荷重が作用した時の応答である。さらに、降伏荷重が塑性変形に及ぼす影響を ξ について整理すると Fig. 18 が得られる。ここで、Fig. 15 と Fig. 17 および Fig. 16 と Fig. 18 を比較すると、塑性変形が支配的であれば、Appendix 示す相似則がほぼ成立することが分る。

6.2 アスペクト比の影響

今までの計算では、アスペクト比、すなわち、 $L : d$ が 5 : 1 の矩形断面浮体を対象としていたが、ここではアスペクト比の塑性変形への影響を検討する。このための計算においては、相似則が完全に成立するという理由から、バネは剛塑性体と仮定した。アスペクト比が 5 : 1 および 2 : 1

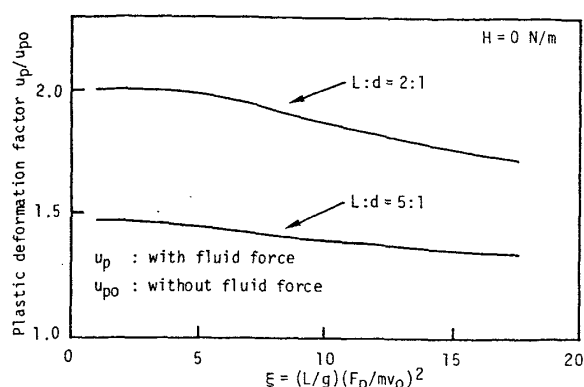


Fig. 19 Effect of aspect ratio of the colliding body on the plastic deformation.

の場合について、相対的な塑性変形量を比較した図が Fig. 19 である。従来の付加質量的なとらえ方では、横衝突時の付加質量が縦衝突時のそれよりも数倍大きいとされているが、ここで示した塑性変形量の比較においてもアスペクト比の影響が大きい。特に、 $L : d = 2 : 1$ の時には、流体力の影響は大きく、塑性変形量は流体力を無視した場合のほぼ倍になる。このことから横衝突に対しては流体力が無視できないことが分る。

6.3 降伏後の剛性の影響

ブレース等のパイプ部材が衝突を受ける場合を考えると、部材が降伏荷重に達した後も、大変形にともない軸力が荷重を分担するため、かなりの剛性が保たれ、荷重一変位曲線は、見掛け上、加工硬化を有するバネのような挙動をする¹²⁾。そこで、ここでは降伏荷重後の剛性が相対的塑性変形量に及ぼす影響を検討した。シリーズ計算では、バネの弾性剛性、降伏荷重、浮体の質量、速度および形状は一定で

$$k = 1.33 \times 10^4 \text{ N/m}, \quad F_p = 100 \text{ N}$$

$$m = 225 \text{ kg}, \quad v_0 = 0.4 \text{ m/sec}$$

$$L : B : d = 15 : 5 : 3$$

とし、降伏荷重後の剛性 H を 0 から $1/2k$ まで変化させた。加速度の時間的変化が代表的な例について Fig. 20 に

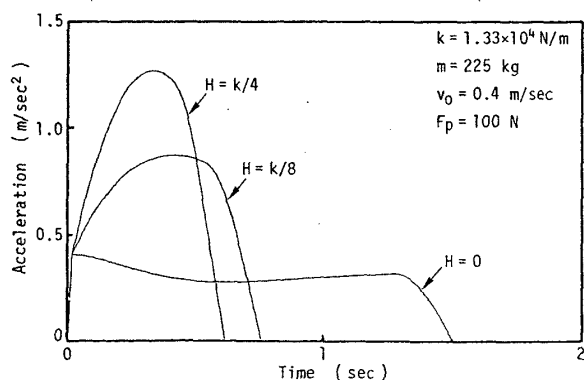


Fig. 20 Comparison of time histories of the acceleration among cases with different post-yielding stiffness.

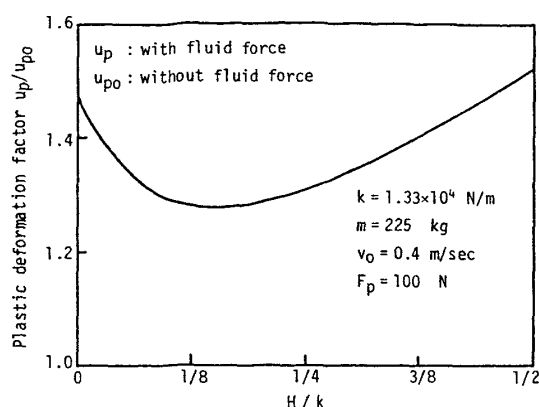


Fig.21 Effect of the post-yielding stiffness on the plastic deformation.

示されている。また、流体力を考慮しない場合の塑性変形に対する相対的塑性変形量と H の関係が Fig. 21 に示されており、 H の増加とともに相対的塑性変形量は減少し $H = 1/8k$ 付近で最小となる。厳密な議論が今後必要であるが、流体力の影響度は、衝突を受ける構造物の変形特性にも強く影響されることが図より予想される。

7. 結 言

衝突時における流体力の影響を弾性応答と弾塑性応答のそれぞれについて、実験および理論解析により検討した。特に、構造物の剛性、強度および衝突浮体の形状、質量や衝突速度が流体力に及ぼす影響について検討し、次の結論が得られた。

(1) 弾性応答における衝突荷重の最大値は流体力の影響により上昇し、縦衝突の場合その割合はほぼ 10% のオーダーである。また、衝突が相対的に遅い（例えば、衝突を受ける構造物の剛性が小さい）ほど、流体力の影響は大きくなる傾向を示す。

(2) 弾塑性応答で $H=0$ の場合における塑性変形量は流体力の影響により増加し、衝突が相対的に遅い程大きい。

(3) 衝突浮体のアスペクト比は流体力の影響を考える上で重要なパラメーターであり、弾塑性応答では降伏後の剛性も場合によっては考慮する必要がある。

(4) 衝突現象の相対的速さを示すパラメーターを弾性応答および塑性応答について提案し、これにより現象が統一的に整理できることを示した。

謝 辞

本研究を進めるに当たり、大阪大学船舶海洋工学科助教授内藤林先生には、貴重な御討論を頂いた。また、本研究にともなう実験および理論計算において、大阪大学溶接工学研究所技官古木良一氏ならびに三原陽治、黒川茂明氏（研究当時大阪大学工学部在学）に協力して頂いたことを記し謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) C. P. Ellinas and S. Valsgard: Collisions and Damage of Offshore Structures a State-of-the-art, Proc. of 4-th International Offshore Mechanics and Arctic Engineering Symposium, Vol. 2 (1985).
- 2) 上田, 村川, 徐, 大野: 被衝突時における海洋構造物の弾性応答に関する基礎研究, 日本造船学会論文集, 第 160 号, (1986).
- 3) 上田, 村川, 大野, 項: 被衝突時におけるパイプ部材の弾塑性応答, 日本造船学会論文集, 第 162 号, (1987).
- 4) 上田, 村川, 項: 被衝突時における海洋構造物の弾性応答に関する基礎研究(第 2 報), 日本造船学会論文集, 第 164 号, (1988).
- 5) 元良, 藤野, 杉浦, 杉田: 衝突時の等価付加質量について, 日本造船学会論文集, 第 126 号, (1969).
- 6) J. Martin, M. J. Petersen and P. T. Pedersen: Collisions between Ships and Offshore Platforms, Offshore Technology Conference, Paper No. 4134, (1981).
- 7) J. J. Blok and J. N. Dekker: On Hydrodynamic Aspects of Ship Collision with Rigid or Nonrigid Structures, Offshore Technology Conference, Paper No. 3664, (1979).
- 8) J. J. Blok, L. H. Brozius and J. N. Bekker: The Impact Loads of Ships Colliding with Fixed Structures, Offshore Technology Conference, Paper No. 4469, (1983).
- 9) C. A. Brebbia 著, 神谷, 田中正隆, 田中喜久昭訳: 境界要素法入門, 培風館, (1980).
- 10) F. H. Imlay: The Complete Expressions for "Added Mass" of Rigid Body Moving in an Ideal Fluid, David Taylor Model Basin, Hydromechanics Laboratory, Report 1528, (July 1961).
- 11) 田才: 水面に浮かんだ柱状体の左右揺れによって生ずる Hydrodynamic Force および Moment, 造船協会論文集, 第 110 号, (1961).
- 12) 都井, 弓削, 永山, 小畑: 構造要素の衝突圧壊強度に関する基礎的研究(その 4)一横荷重を受けるトラスと円筒パイプの圧壊挙動一, 日本造船学会論文集, 第 162 号, (1987).

Appendix 相似則

1. 弾 性 バ ネ

漂流浮体が静止した弾性バネに衝突するという問題を、2次元問題に理想化した時、流体の挙動を支配する方程式および境界条件は、本文中の(8), (11), (12), (13)式で与えられる。また、浮体の運動方程式は(15)式で表わされる。これらの式に現われる物理量を、浮体の長さ L , 浮体の質量 m , バネの剛性 k , および、浮体の漂流速度 v_0 を用いて次のように無次元化する。ただし、無次元量は記号の右肩に*を付して表わすことにする。

$$\begin{aligned}
B &= LB^*, & n &= Ln^* \\
d\Gamma &= L d\Gamma^*, & \nabla^2 &= L^{-2} \nabla^{*2} \\
\rho &= (m/L^3) \rho^*, & t &= (m/k)^{1/2} t^* \\
u &= v_0 (m/k)^{1/2} u^*, & \dot{u} &= v_0 \dot{u}^* \\
\ddot{u} &= v_0 (k/m)^{1/2} \ddot{u}^*, & \phi &= Lv_0 \phi^* \\
\dot{\phi} &= Lv_0 (k/m)^{1/2} \dot{\phi}^*, \\
\ddot{\phi} &= (Lv_0 k/m) \ddot{\phi}^*
\end{aligned} \tag{a-1}$$

これらの無次元量を用いると、衝突問題を支配する一連の無次元方程式が得られる。すなわち、

$$\nabla^{*2} \phi^* = 0 \tag{a-2}$$

$$\partial \phi^* / \partial n^* = 0 \tag{a-3}$$

$$\dot{\phi}^* = -(mg/LK)(\partial \phi^* / \partial n^*) \tag{a-4}$$

$$\dot{u}^* \cos \theta = \partial \phi^* / \partial n^* \tag{a-5}$$

$$\ddot{u}^* = -B^* \rho^* \int \dot{\phi}^* \cos \theta d\Gamma^* + (t^* - u^*) \tag{a-6}$$

上記のように無次元化された一群の式には、二つの係数が残る。すなわち、

$$c_1 = mg/kL = 1/(\pi^2 \xi) \tag{a-7}$$

$$c_2 = B^* \rho^* = BL^2 \rho / m \tag{a-8}$$

ただし、浮体が幾何学的に相似であれば c_2 は一定であるので、現象は c_1 のみに依存することが分る。なお、 c_1 は、本文中の(5)式で定義したパラメーター ξ の逆数に対応する。

2. 剛塑性バネ

バネが降伏強度 F_p を有する剛塑性体であるとき、浮体の運動方程式は次式で与えられる。

$$m\ddot{u} = -\int \rho \dot{\phi}_3 \cos \theta d\Gamma_3 + F_p \tag{a-9}$$

剛塑性バネとの衝突では、浮体の長さ L 、浮体の質量 m 、

バネの降伏強度 F_p 、および、重力加速度 g を用いて次のような無次元化を行う。

$$\begin{aligned}
B &= LB^*, & n &= Ln^* \\
d\Gamma &= L d\Gamma^*, & \nabla^2 &= L^{-2} \nabla^{*2} \\
\rho &= (F_p/gL^3) \rho^*, & t &= (L/g)^{1/2} t^* \\
u &= (LF_p/mg) u^* \\
\dot{u} &= (F_p/m)(L/g)^{1/2} \dot{u}^* \\
\ddot{u} &= (F_p/m) \ddot{u}^* \\
\phi &= (L^3/g)^{1/2} (F_p/m) \phi^* \\
\dot{\phi} &= (LF_p/m) \dot{\phi}^* \\
\ddot{\phi} &= (F_p/m)(gL)^{1/2} \ddot{\phi}^*
\end{aligned} \tag{a-10}$$

これらを用いることにより衝突問題を支配する一連の無次元方程式が得られる。すなわち、

$$\nabla^{*2} \phi^* = 0 \tag{a-11}$$

$$\partial \phi^* / \partial n^* = 0 \tag{a-12}$$

$$\dot{\phi}^* = -\partial \phi^* / \partial n^* \tag{a-13}$$

$$\dot{u}^* \cos \theta = \partial \phi^* / \partial n^* \tag{a-14}$$

$$\ddot{u}^* = -(F_p/gm) B^* \rho^* \int \dot{\phi}^* \cos \theta d\Gamma^* + 1 \tag{a-15}$$

これら一群の式には、一つの係数が残る。すなわち、

$$c_3 = (F_p/gm) B^* \rho^* = BL^2 \rho / m \tag{a-16}$$

ただし、浮体が幾何学的に相似であれば c_3 は一定であるので、持続時間が無限大であるステップ荷重に対する応答は、全て相似となる。したがって、有限の持続時間を有する衝突を考えた場合、現象は無次元化された衝突持続時間 τ_c^* に依存することになる。ただし、 τ_c^* は次式で与えられ、本文中の(7)式で定義されたパラメーター ξ の逆数の平方根に一致する。

$$\tau_c^* = (mv_0/F_p)(g/L)^{1/2} = \xi^{-1/2} \tag{a-17}$$