水中爆発荷重を受ける水没構造物の衝撃応答

——第3報 構造表面圧力と衝撃応答の相関について——

正員 梅本 勝 弥* 正員 阪上 裕 志**

Structural Response of a Submerged Structure Subjected to Underwater Explosion Loads
(3rd Report: A Study on Interaction between Surface Pressure and Structural Response)

by Katsuya Umemoto, *Member*, Hiroshi Sakaue, *Member*

Summary

In order to evaluate the safety of a submerged structure subjected to UNDERwater EXplosion (UNDEX) loads, it is necessary to estimate the structural response accurately.

This paper describes the interaction between surface pressure acting on a structure and the structural response of a submerged structure. Firstly, the detailed investigation of the interaction between surface pressure and the structural response for a 2-dimensional submerged structure using Fourier series analysis formulated by Huang, is presented. For the purpose of evaluating the fluid-structure interaction effect to the structural response, a new parameter FSI Ratio is proposed.

Secondly, to simulate the structural response of a realistic 3-dimensional submerged structure, a 3-dimensional finite element analysis (FEA) code with the fluid-structure interaction model based on an approximation technique called the doubly asymptotic approximation (DAA) is developed. From the comparison of the numerical results using this developed code with the Fourier series analysis and the existing experimental results, the validity of the present algorithm is illustrated. And, it is also shown that the adoption of a double exponential function as a incident pressure waveform improves the accuracy of the FEA with the DAA fluid-structure interaction model.

1. 緒 言

水中爆発により生じる衝撃圧力荷重が負荷された水没構造物の安全性を評価するためには、水没構造物に生じる衝撃応答を精度よく推定することが重要となる。

水中爆発現象に関する研究成果は、1948年に出版されたCole¹⁾の著書によくまとめられており、今日の研究者にとっても古典的バイブルとなっている。構造物の衝撃応答に関する研究としては、我が国では、古くは埴田の研究²⁾がある。埴田は、遠方で爆発が生じた場合の薄肉円筒殻の弾性振動や動的座屈について基礎的な研究を行った。

また、鬼頭³⁾は、衝撃圧力荷重を受ける薄肉円筒殻の振動

問題の研究を行った。この場合、周囲流体の附加質量の影響を考慮に入れた。永井⁴⁾は、バブル波の影響も含めた構造物の衝撃応答に関する研究を行い、円筒殻の凹損に対してバブル波が大きな影響をおよぼしていることを示した。野崎^{5)~7)}は、水中爆発荷重が負荷された構造物の衝撃応答に関する基礎的研究として、衝撃荷重が負荷された梁の振動伝播問題を取り上げ、衝撃力の伝播特性や減衰特性について解析的および実験的研究を行った。1990年代に入り、当研究分野の重要性が見直されるとともに、時を同じくして発展した数値シミュレーション技術を援用した論文^{8)~12)}が数多く発表されている。しかしながら、研究の絶対数が少ないこと、数値シミュレーションの精度を保証する実験データが限られているなどにより、さらなる研究の蓄積が期待されている。

そのような背景のもと、著者らは、既報¹³⁾において、厚肉円筒殻試験体 ($R/t=7$, R : 円筒殻の半径, t : 円筒殻の板厚) および薄肉円筒殻試験体 ($R/t=61$) を用いた水中爆発実験結果から、構造表面圧力の性状に流体-構造

* 川崎重工業(株)明石技術研究所

** 川崎重工業(株)船舶事業部

連成効果が大きな影響をおよぼしていることを示した。特に剛性の低い薄肉円筒殻では、厚肉円筒殻と比較し流体-構造連成効果が顕著となり、変形時に構造表面でキャビテーションが発生することを示した。さらに、実験を模擬した数値シミュレーション結果を示し、解析モデル化手法や解析精度についての検討を行った。また、特殊薄膜圧力センサーを適用することで、より精密な構造表面圧力の計測に成功した¹⁴⁾。

本報では、これまでの研究をさらに推し進め、構造表面圧力と構造物の衝撃応答の相関について理論的に検討した結果を報告する。まず、問題の基本的な見通しを得るために、Huangが導出した2次元級数解¹⁵⁾を詳細に検討した結果を示す。次に、実際上問題となる3次元構造物の構造表面圧力を推定するための有力な解析理論である2重漸近近似理論を示すとともに、本研究で構成した解析プログラムの概要を示す。また、2重漸近近似理論による解析結果を級数解もしくは実験結果と比較することにより解析精度について論じる。

2. 級数解法による水没構造物の衝撃応答解析

2.1 問題の定義

Fig. 1に示すように、音速を一定とする音響媒質中に存在する板厚 $2h$ 、半径 a の無限長弾性円筒殻に、平面衝撃圧力波が入射したときの円筒殻の衝撃応答について考える。衝撃圧力波形としては、時刻ゼロで $x=a$ の位置で圧力が立ち上がるステップ関数状の圧力波形と指数関数状となる2種類の圧力波形を考える。音響媒質では剪断変形および粘性は無視できると仮定する。座標系として、円筒殻中心をゼロ点とする x - y のデカルト座標と半径 r -周方向角度 θ の円筒座標を定義する。

2.2 定式化

本節では、前節で定義した問題に対してHuangが導出した級数解法の概要を述べる。まず、以下の無次元パラメータを導入する。

$$\begin{aligned} R &= r/a, T = ct/a, X = x/a, w = \delta r/a \\ v &= \delta_0/a, P(r, \theta, t) = p(r, \theta, t)/\rho c^2 \\ M &= \rho a/(2h\rho_s), C^2 = E/[\rho_s(1-\nu^2)c^2] \end{aligned} \quad (1)$$

Fig. 1 Geometry of problem for Fourier series analysis

ここに、 t : 時間、 p : 圧力、 δ : 円筒殻の変形

音響媒質中を x 軸負の方向に伝搬する衝撃圧力波が、無次元時刻 $T=0$ で $\theta=0$ 、 $R=1$ の位置に到達したとする。ここで、圧力 $P(R, \theta, T)$ は、式(2)に示すように構造物への入射圧力波($P^{inc}(R, \theta, T)$ 、構造物が存在しないとした場合の自由場圧力波(Free field pressure wave)を用いる)と構造物が存在することにより生じる散乱圧力波(Scattering pressure wave)および構造物が運動・変形することにより生じる発散圧力波(Radiation pressure wave)の線型和で表すことができると仮定する。なお、ここでは、散乱および発散圧力波を合わせて $P^{sra}(R, \theta, T)$ とする。

$$P(R, \theta, T) = P^{inc}(R, \theta, T) + P^{sra}(R, \theta, T) \quad (2)$$

入射圧力波 $P^{inc}(R, \theta, T)$ の、一般形として式(3)を考える。

$$\begin{aligned} P^{inc}(R, \theta, T) &= \Omega F(X-1+T)u(X-1+T) \\ &= \Omega F(R \cos \theta - 1 + T) \\ &= u(R \cos \theta - 1 + T) \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $F(T)$ は任意圧力波形、 Ω は圧力の大きさを表す定数である。 $u(T)$ はヘビサイドのステップ関数で、 $T < 0$ の時間範囲における入射圧力をゼロとする。

境界条件としては、円筒殻表面の法線方向の変形加速度とその方向の音響媒質の流動加速度が等しいとおく式(4)を考える。

$$-\frac{\partial P}{\partial R} = \frac{\partial^2 w}{\partial T^2} \quad \text{at } R=1 \quad (4)$$

次に、圧力および変形の各々を式(5)に示すようにフーリエ級数展開を行う。

$$\left. \begin{aligned} P(R, \theta, T) &= \sum_{n=0}^{\infty} P_n(R, T) \cos n\theta \\ P^{inc}(R, \theta, T) &= \sum_{n=0}^{\infty} P_n^{inc}(R, T) \cos n\theta \\ P^{sra}(R, \theta, T) &= \sum_{n=0}^{\infty} P_n^{sra}(R, T) \cos n\theta \\ w(\theta, T) &= \sum_{n=0}^{\infty} w_n(T) \cos n\theta \\ v(\theta, T) &= \sum_{n=1}^{\infty} v_n(T) \sin n\theta \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式(5)と式(4)を用いて波動方程式をラプラス変換により解くと、音響媒質中の圧力のラプラス変換形式($\bar{P}(R, \theta, s)$)として式(6)が求められる。

$$\begin{aligned} \bar{P}(R, \theta, s) &= \Omega f(s) \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n \exp(-s) I_n(sR) \cos n\theta \\ &\quad - \Omega f(s) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_n \exp(-s) I_n'(s) K_n(sR)}{K_n'(s)} \cos n\theta \\ &\quad - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{s \bar{w}_n K_n(nR)}{K_n'(s)} \cos n\theta \end{aligned} \quad (6)$$

ここに、 $I_n(s)$ 、 $K_n(s)$: 第1種および第2種変形ベッセル関数

$$\epsilon_n = \begin{cases} 1 & \text{for } n=1 \\ 2 & \text{for } n>1 \end{cases}$$

$f(s): F(T)$ のラプラス変換形式

$F(T)$ が式(7)に示すステップ関数の場合は, そのラプラス変換 $f(s)$ は式(8)となる。同様に, $F(T)$ が式(9)に示す指数関数の場合は, $f(s)$ は式(10)となる。ここで, β は定数である。

$$F(T)=1 \quad (7)$$

$$f(s)=1/s \quad (8)$$

$$F(T)=\exp(-\beta T) \quad (9)$$

$$f(s)=1/(s+\beta) \quad (10)$$

無限長弾性円筒殻の運動方程式¹⁶⁾は式(11)となる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 w_n}{dT^2} + A_n w_n + B_n v_n &= -MP_n(1, T) \\ \frac{d^2 v_n}{dT^2} + C_n v_n + D_n w_n &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

ここで, $n=0, 1, 2, \dots$, $A_n = C^2[1 + n^4 h^2 / (3a^2)]$

$$B_n = D_n = nC^2[1 + n^2 h^2 / (3a^2)]$$

$$C_n = n^2 C^2[1 + h^2 / (3a^2)]$$

式(11)の両辺をラプラス変換すると式(12)となる。ここで, $\bar{w}_n$ および $\bar{v}_n$ は, w_n, v_n のラプラス変換形式である。

$$\left. \begin{aligned} (s^2 + A_n)\bar{w}_n + B_n \bar{v}_n &= -M\bar{P}_n(1, s) \\ (s^2 + C_n)\bar{v}_n + D_n \bar{w}_n &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式(6)を式(12)に代入し, $\bar{v}_n$ を消去すると, $\bar{w}_n$ に関する式(13)を得る。

$$\bar{w}_n(s) = \frac{sf(s)\Omega \varepsilon_n M(s^2 + C_n)\exp(-s)}{s^2\{[s^4 + (A_n + C_n)s^2 + (A_n C_n - D_n D_n)]K_n(s) - M(s^2 + C_n)sK_n(s)\}} \quad (13)$$

ここで, $F(T)$ がステップ関数の場合を考え, 式(13)を式変形すると式(14)となる。式(14)の各項に対し逆ラプラス変換を施し畳み込み積分法により変形の時刻歴を求める。

$$\begin{aligned} \frac{\bar{w}_n(s)}{\Omega} &= \frac{-M(s^2 + C_n)}{s^4 + (A_n + C_n)s^2 + MC_n s + (A_n C_n - B_n D_n)} \\ &\quad \left\{ \frac{\varepsilon_n \exp(-s)}{s} I_n(s) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\varepsilon_n \exp(-s)}{s} I_n(s) - \frac{\varepsilon_n \exp(-s)}{s} \right. \\ &\quad \left. I_n(s) \left[\frac{K_n(s)}{K_n'(s)} + 1 \right] \right\} \\ &\quad + \frac{Ms(s^2 + C_n)}{s^4 + (A_n + C_n)s^2 + MC_n s + (A_n C_n - B_n D_n)} \\ &\quad \left[\frac{K_n(s)}{K_n'(s)} + 1 \right] \frac{\bar{w}_n(s)}{\Omega} \end{aligned} \quad (14)$$

式(14)の右辺{ }中の第1項および第2項は, 逆ラプラス変換の公式¹⁵⁾より求めることができる。それらを, $g_n(T)$ (式(15)) および $G_n(T)$ とおく (式(16))。

$$g_n(T) = L^{-1} \left[\frac{\varepsilon_n \exp(-s)}{s} I_n(s) \right] \quad (15)$$

$$G_n(T) = L^{-1} \left[\frac{\varepsilon_n \exp(-s)}{s} I_n(s) \right] \quad (16)$$

有理関数となる項は, 分母に4次の多項式を持つ有理関数の逆ラプラス変換として式(17)および式(18)のように求めることができる。

$$L^{-1} f_n'(s) =$$

$$L^{-1} \left\{ \frac{s^2 + C_n}{s^4 + (A_n + C_n)s^2 + MC_n s + (A_n C_n - B_n D_n)} \right\} = F_n'(T) \quad (17)$$

$$L^{-1} \left\{ \frac{s(s^2 + C_n)}{s^4 + (A_n + C_n)s^2 + MC_n s + (A_n C_n - B_n D_n)} \right\} = \frac{dF_n'(T)}{dT} = F_n''(T) \quad (18)$$

$[K_n(s)/K_n'(s)+1]$ の逆ラプラス変換は, Nielsen 関数として知られる工学上重要な関数である。今回は, これを, 数値高速逆ラプラス変換法の1つである FILT 法¹⁷⁾を用いて求めた。また, FILT 法で求めた値と既存のチャート¹⁸⁾の値を比較することで, FILT 法による変換精度が充分であることの確認を行った。

以上より, 式(14)の各項の逆ラプラス変換が求めたので, 式(19)~式(22)の畳み込み積分により $w_n(T)$ を求めることができる。畳み込み積分は, Simpson 積分, Newton 3/8 則および台形則を組み合わせることで行った¹⁹⁾。また, 式(19)の第2種ボルテラ型積分は, Jones の方法²⁰⁾を Simpson 積分に拡張した改良 Jones 法を用いて行った。以上の方法により打ち切り誤差としては, 時間増分の5乗のオーダーとなった。なお, 式(22)は, 並進運動のみをする剛体円筒殻の構造表面圧力となる。

$$\frac{w_n(T)}{\Omega} = -MS_n(T) + M \int_0^T Q_n(T-\lambda) \frac{w_n(\lambda)}{\Omega} d\lambda \quad (19)$$

ここに,

$$S_n(T) = \int_0^T F_n'(T-\lambda) P_n^{rig}(\lambda) d\lambda \quad (20)$$

$$Q_n(T) = \int_0^T F_n''(T-\lambda) W_n(1, \lambda) d\lambda \quad (21)$$

$$P_n^{rig}(T) = g_n(T) + G_n(T) - \int_0^T G_n(T-\lambda) W_n(1, \lambda) d\lambda \quad (22)$$

2.3 解析結果と考察

前節で示した定式化に従い解析プログラムを作成し, Table 1 に示す解析パラメータによりシリーズ解析を行った。以下に解析結果と考察を示す。

(1) 構造表面圧力について

Fig. 2 には, 種々の異なる a/h を有する無限長弾性円筒殻に, ステップ関数状の衝撃圧力荷重が負荷された場合の構造表面圧力 ($\theta=0^\circ$ 位置) を示す。Fig. 3 には, 指数関

Table 1 Fourier series analysis parameters

Analysis parameters	Analysis condition
Material property & Shell dimension	Shell : E=200 (GPa), $\nu=0.3$, $\rho_s=8000$ (kg/m ³) Acoustic medium : $\rho=1000$ (kg/m ³), $c=1500$ (m/sec) $a/h=10, 30, 60, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400$
Incident pressure waveform	$\beta=0.0$ (Step function), 1.0, 3.0, 10 (Exponentially decaying function) $\Omega=1.0$
etc.	Time increment $\Delta T=0.01$ Expansion order of Fourier series=50

数状 ($\beta=3$) の衝撃圧力荷重が負荷された場合の構造表面圧力を示す。また、Fig. 4 および Fig. 5 には、指数関数状 ($\beta=3$) の衝撃圧力荷重が負荷された場合の $\theta=0^\circ$ 位置における力積値 (I_m) およびエネルギー密度 (E_m) を示す。なお、力積値およびエネルギー密度の定義は、式(23) および式(24)に示すとおりであり無次元値となっている。各図中には、入射圧力の圧力波形、力積値およびエネルギー密度も併せて記載する。

$$I_m(T) = \int_0^T P(\tau) d\tau \quad (23)$$

$$E_m(T) = \int_0^T P^2(\tau) d\tau \quad (24)$$

音響媒質中では、入射圧力波の進行方向に直交する壁面上でのピーク圧力は入射圧力の2倍となる。Fig. 2 および Fig. 3 を見ると、ギブス現象の発生や時間軸の離散化誤差によりばらつきはあるものの、構造表面圧力のピーク値は入射圧力のピーク値の約2倍となっていることがわかる。

Fig. 2 (a) Surface pressure time history at $\theta=0^\circ$ for a step incident wave (Time window=2)

Fig. 2 (b) Surface pressure time history at $\theta=0^\circ$ for a step incident wave (Time window=20)

また、ピーク圧力後の挙動としては、 a/h が大きいほど、つまり、剛性が低くなるほど急激に構造表面圧力が低下している。時間が経過すると、構造表面圧力は入射圧力に漸近するが、構造物の剛性が高くなるほど、構造表面圧力の振動成分が大きくなっている。Fig. 4 で力積値を見ると、無次元化時間4程度までは、剛性が低くなるほど力積値は小さいが、それ以降の時間では、円筒殻の剛性に拘わらず、一定値（入射圧力波の力積値）に漸近することがわかる。一方、エネルギー密度については、円筒殻が剛性が高くなるほど値が大きくなる。

次に、 $a/h=60$ の円筒殻において、ステップ関数状の衝撃圧力荷重が負荷された場合の周方向 45° 間隔における構造表面圧力を Fig. 6 に、指数関数状 ($\beta=3$) の衝撃圧力荷重が負荷された場合の同様の構造表面圧力を Fig. 7 に示す。Fig. 8 および Fig. 9 には、Fig. 7 の圧力波形に対する力積値およびエネルギー密度を示す。まず、Fig. 6 を見

Fig. 3 (a) Surface pressure time history at $\theta=0^\circ$ for an exponentially decaying incident wave, $\beta=3$ (Time window=2)

Fig. 3 (b) Surface pressure time history at $\theta=0^\circ$ for an exponentially decaying incident wave, $\beta=3$ (Time window=20)

Fig. 4 Impulse intensity time history at $\theta=0^\circ$ for a exponentially decaying incident wave, $\beta=3$

Fig. 5 Energy density time history at $\theta=0^\circ$ for a exponentially decaying incident wave, $\beta=3$

Fig. 6 Surface pressure time history around a cylindrical shell ($a/h=60$) for a step incident wave

ると、 $\theta=0^\circ$ 位置での構造表面圧力のピーク値は入射圧力のピーク値の約2倍となっていることがわかる。入射圧力波の進行方向と構造表面の接線が平行となる $\theta=90^\circ$ の位

Fig. 7 Surface pressure time history around a cylindrical shell ($a/h=60$) for an exponentially decaying incident wave, $\beta=3$

Fig. 8 Impulse intensity time history around a cylindrical shell ($a/h=60$) for an exponentially decaying incident wave, $\beta=3$

Fig. 9 Energy density time history around a cylindrical shell ($a/h=60$) for an exponentially decaying incident wave, $\beta=3$

置では、約1.4倍になり、 $\theta=135^\circ$ 位置では約1.0倍となっている。また、時間が経過すると各位置の構造表面圧力は入射圧力に収束している。次に、Fig. 7を見ると、 $\theta=0^\circ$ 位置の構造表面圧力のピーク値はFig. 6と同様、入射圧力のピーク値の約2倍となるが、 $\theta=90^\circ$ 位置では、ほぼ入射圧力と同程度となっている。一方、 $\theta=135^\circ$ 位置や $\theta=180^\circ$ 位置では入射圧力の0.4倍程度までしか圧力が上昇していない。また、Fig. 8を見ると、評価位置毎で力積値の初期の立ち上がりの様子は異なるが、時間が経過するに従い、入射圧力の力積値に収束することがわかる。エネルギー密度に関してはFig. 9に示すように評価位置によって異なる値に収束している。

(2) 円筒殻の衝撃応答について

Fig. 10には、ステップ関数状の衝撃圧力荷重が負荷された円筒殻 ($a/h=60$) に生じる半径方向変位のフーリエ級数展開係数の内、最初の6項のみを示す。また、Fig. 11には、指数関数状 ($\beta=3.0$) の衝撃圧力荷重が負荷された場合のフーリエ級数展開係数を示す。ここで、0次の係数は呼吸変形モード、1次の係数は並進運動モード、2次以降は波状変形モードを示す。Fig. 10を見ると、初期においては、3次以降の変形モードも見られるが、時間の経過とともに、0次～2次の変形・運動モードが支配的となることからわかる。Fig. 11では、周囲媒質の抵抗により、円筒殻は無次元化並進運動量で0.41程度で停止している。Fig. 12およびFig. 13には、ステップ関数状および指数関数状 ($\beta=3.0$) の衝撃圧力荷重が負荷された円筒殻 ($a/h=60$) の各部における板厚中央での周方向膜ひずみを示す。ここで、板厚中央での周方向膜ひずみは式(25)より計算される。

$$\epsilon(\theta, T) = w + \frac{\partial v}{\partial \theta} \quad (25)$$

Fig. 12およびFig. 13では、無次元化周期1.8の振動成分が見られる。円筒殻内部を伝播する弾性応力波の伝播速

Fig. 10 Time history of Fourier coefficients of displacement for a step incident wave, ($a/h=60$)

Fig. 11 Time history of Fourier coefficients of displacement for an exponentially decaying incident wave, $\beta=3$, ($a/h=60$)

Fig. 12 Middle surface hoop strain time history for a step incident wave, ($a/h=60$)

Fig. 13 Middle surface hoop strain time history for an exponentially decaying incident wave, $\beta=3$, ($a/h=60$)

度 (c_s) は式 (26) で定義され、これより、弾性応力波が、1 周回伝播するのに要する無次元時間は式 (27) と計算できる。この値は、前出の膜ひずみの振動周期と一致しており、これより、膜ひずみの振動は、円筒殻内部を周方向に伝播する弾性応力波に起因していると考えることができる。

$$c_s = \sqrt{\frac{E}{(1-\nu^2)\rho}} \quad (26)$$

$$\frac{c}{a} \times \frac{2\pi a}{c_s} = 2\pi \frac{c}{c_s} \cong 1.8 \quad (27)$$

Fig. 13 を見ると、 $\theta=0^\circ$ 位置より $\theta=180^\circ$ 位置の方が、大きな膜ひずみが発生していることがわかる。これは、周方向に伝播する弾性圧力波が円筒殻背面において同位相で出会うことにより生じるものと思われる。

(3) 構造表面圧力と衝撃応答の相関について

構造物の衝撃応答に与える流体-構造連成効果を考える指標として、流体-構造連成効果を考慮して求めた構造応答の流体-構造連成効果を考慮なしで求めた構造応答に対する比 (便宜上、この比を FSI (Fluid Structure Interaction) Ratio と名付ける。) を提案する。ここで、構造応答とは、変形やひずみのみではなく、流体-構造連成効果の受ける構造表面圧力、力積値およびエネルギー密度も含めた広義の構造応答を考えるものとする。構造応答に与える流体-構造連成効果が小さい場合、FSI Ratio は 1.0 に近づく。一方、流体-構造連成効果により構造応答が低下する場合、FSI Ratio は 1.0 より小さくなる。Fig. 14 に $\theta=0^\circ$ で発生する最大膜ひずみに対する FSI Ratio を示す。本図より、 a/h が小さい場合、つまり剛性が高い場合は、FSI Ratio は 1.0 に漸近することがわかる。一方、 a/h が大きくなると、流体-構造連成効果が大きくなり、FSI Ratio は小さくなる。例えば、 $a/h=300$ に着目すると、流体-構造連成効果を考慮して計算された最大膜ひずみは、それを考慮せずに計算されたものの約 1/5 となり、

Fig. 14 FSI Ratio for max. mid surface hoop strain at $\theta=0^\circ$ versus a/h for various β

構造応答に対して流体-構造連成効果が大きな影響をおよぼしていることがわかる。一方、本図より、衝撃圧力荷重の作用時間を表す β は、FSI Ratio に対してほとんど影響を与えないといえる。

Fig. 15~Fig. 17 には、 $\beta=1, 3, 10$ での各々の最大膜ひずみ、力積値およびエネルギー密度の FSI Ratio を示す。この場合、力積値およびエネルギー密度を求める際の時間積分範囲は、ゼロ時刻より膜ひずみが最大となる時点までとする。これらの図より、最大膜ひずみの FSI Ratio は力積値の FSI Ratio と高い相関があることがわかる。

3. 2 重漸近近似理論に基づいた水没構造物の衝撃応答解析

3.1 2 重漸近近似理論

第2章では、Huang の級数解を詳細に検討することで、構造表面圧力や構造応答に与える流体-構造連成効果についての見通しを得た。第3章では、実際上問題となる3次元構造物の構造表面圧力を推定する際の有力な理論である2重漸近近似理論を示すとともに、本研究により構成した解析プログラムの概要および解析例を示す。

2重漸近近似 (Doubly Asymptotic Approximation; DAA) 理論とは Geers²¹⁾ と Deruntz²²⁾ により提案された衝撃圧力荷重を受ける水没構造物の構造表面圧力の解析法である。DAA 理論における散乱・発散圧力の基礎仮定を以下に示す。また、その概念図を Fig. 18 に示す。

- 高周波数の挙動に対して、散乱・発散圧力は、構造物周囲媒質の圧縮性挙動による減衰力 (速度比例の力) に起因する成分が支配的となる。
- 低周波数の挙動に対して、散乱・発散圧力は、構造物周囲媒質の附加質量効果による慣性力 (加速度比例の力) に起因する成分が支配的となる。
- 中間周波数の挙動に対して、散乱・発散圧力は、①と②の中間的なものとなる。

以後に、本研究で構成した解析プログラムで採用した2重漸近近似理論に基づく構造物の衝撃応答解析法の概要を示す。

3.2 定式化

3.2.1 2 重漸近近似理論を用いた解析法の基礎方程式

本項では、1次および2次2重漸近近似理論を用いた解析法の定式化を行う。

有限要素法により離散化²³⁾された構造物の釣合い方程式を式 (28) に示す。

$$M_s \ddot{x} + C_s \dot{x} + K_s x = f \quad (28)$$

ここで、 x : 節点変位ベクトル

f : 外力ベクトル

M_s , C_s および K_s : 構造物の質量マトリックス、減衰マトリックスおよび剛性マトリックス

Fig. 15 Relationship between FSI Ratio for max mid surface hoop strain, impulse intensity and energy density at $\theta=0^\circ$, and a/h for an exponentially decaying incident wave, $\beta=1$

Fig. 17 Relationship between FSI Ratio for max mid surface hoop strain, impulse intensity and energy density at $\theta=0^\circ$, and a/h for an exponentially decaying incident wave, $\beta=10$

Fig. 16 Relationship between FSI Ratio for max mid surface hoop strain, impulse intensity and energy density at $\theta=0^\circ$, and a/h for an exponentially decaying incident wave, $\beta=3$

Fig. 18 The concept of Doubly Asymptotic Approximation (DAA)

第2章で示した級数解法と同様、音響媒質中に存在する構造物に衝撃圧力波が入射する場合を考える。式(28)の右辺である外力項として、入射圧力 P^{inc} (既知量) と散乱・発散圧力 P^{sta} (未知量) の線型和である式(29)を仮定する。

$$f = -GA_f(P^{inc} + P^{sta}) \quad (29)$$

ここで、 A_f : 節点に関する面積マトリックス

G : 要素局所座標系から全体座標系への座標変換マトリックス

要素局所座標系で法線外向き方向を正符号と考えた場合、圧力は構造物の法線内向きを正符号とすることより、式(29)の先頭に負符号がつくこととなる。以上より、 P^{sta} が求まると式(28)より構造応答 x が求められる。 P^{sta} に

ついて2種類のモデル化が提案されている²²⁾ ので、以下にそれらについて述べる。

1次2重漸近近似理論

P^{sta} に対する1次2重漸近近似方程式として $\dot{P}^{sta}$ を考慮した式(30)を考える

$$M_f \dot{P}^{sta} + \rho c A_f P^{sta} = \rho c M_f \dot{u}^{sta} \quad (30)$$

ここで、 M_f : 構造物の周囲媒質の附加質量マトリックス²⁴⁾

u^{sta} : 散乱・発散圧力波に伴う周囲媒質の速度ベクトル

現象を支配する周波数が非常に高い場合は、式(30)の左辺第1項が第2項に比較し卓越するため、式(30)は、周囲媒質の伸縮から生じる圧力である式(31)に漸近する。

$$P^{sta} = \rho c u^{sta} \quad (31)$$

現象を支配する周波数が非常に低い場合は、式(30)の左

辺第2項が第1項に比較し卓越するため、式(30)は、周囲媒質の附加質量の慣性力に起因する圧力である式(32)に漸近する。

$$P^{sta} = M_f \ddot{u}^{sta} / A_f \quad (32)$$

次に、構造表面における境界条件について考える。ここで、入射圧力波に伴う周囲媒質の速度ベクトルを u^{inc} とする。構造物表面上で構造物の変形速度と周囲媒質の速度が等しいとする連続条件として式(33)を考える。

$$G^T \dot{x} = u^{inc} + u^{sta} \quad (33)$$

式(33)を式(30)に代入すると、式(34)となる。

$$M_f \dot{P}^{sta} + \rho c A_f P^{sta} = \rho c M_f (G^T \ddot{x} - \dot{u}^{inc}) \quad (34)$$

1次2重漸近近似理論では、2重漸近近似方程式である式(34)から散乱・発散圧力 P^{sta} が求められる。次にそれを用いて式(28)を解くことで構造応答 x が求められる。

2次2重漸近近似理論

P^{sta} に対する2次2重漸近近似方程式として $\ddot{P}^{sta}$ を考慮した式(35)を考える。

$$\begin{aligned} M_f \ddot{P}^{sta} + \rho c A_f \dot{P}^{sta} + \rho c \Omega_f A_f P^{sta} \\ = \rho c (M_f \ddot{u}^{sta} + \Omega_f M_f \dot{u}^{sta}) \end{aligned} \quad (35)$$

ここで

$$\Omega_f = \eta \rho c A_f M_f^{-1} \quad (36)$$

η は式(37)で示す範囲の任意定数で、構造物が球形の場合 $\eta=1$ 、無限長円筒の場合 $\eta=1/2$ が最適値²²⁾ となる。また、 $\eta=0$ とおくと、式(35)は1次2重漸近方程式である式(30)に帰す。

$$0 \leq \eta \leq 1 \quad (37)$$

式(35)は、現象を支配する周波数が極低い場合と極高い場合、式(30)と同様に極限解に漸近する。ここで、式(33)を式(35)に代入すると式(38)を得る。

$$\begin{aligned} M_f \ddot{P}^{sta} + \rho c A_f \dot{P}^{sta} + \rho c \Omega_f A_f P^{sta} \\ = \rho c [M_f (G^T \ddot{x} - \dot{u}^{inc}) + \Omega_f M_f (G^T \dot{x} - \dot{u}^{inc})] \end{aligned} \quad (38)$$

2次2重漸近近似理論では、2重漸近近似方程式である式(38)から散乱・発散圧力 P^{sta} が求められる。 P^{sta} を用いて式(28)を解くと構造応答 x が求まる。

3.2.2 2重漸近近似方程式の解法

前項では、2重漸近近似理論を用いた解析法の基礎方程式の導出を行った。本項では、2重漸近近似方程式の解法を示す。

直接法による解法

式(28)の右辺に式(29)を代入したものと式(39)を示す。

$$M_s \ddot{x} + C_s \dot{x} + K_s x = -G A_f (P^{inc} + P^{sta}) \quad (39)$$

次に、式(39)を $\ddot{x}$ について解くと式(40)を得る。

$$\ddot{x} = -M_s^{-1} [C_s \dot{x} + K_s x + G A_f (P^{inc} + P^{sta})] \quad (40)$$

まず、1次2重漸近近似方程式の直接法による解法を示す。式(34)の両辺に $A_f M_f^{-1}$ をかけ、式(40)を式(34)に代入すると式(41)を得る。

$$A_f \dot{P}^{sta} + (D_{f1} + D_s) P^{sta}$$

$$= -\rho c A_f G^T M_s^{-1} (C_s \dot{x} + K_s x) - D_s P^{inc} - \rho c A_f \dot{u}^{inc} \quad (41)$$

ここで、

$$D_{f1} = \rho c A_f M_f^{-1} A_f$$

$$D_s = \rho c A_f G^T M_s^{-1} G A_f$$

入射圧力波形として時刻ゼロで時間ゼロで立ち上がるものを考えると、式(41)中の $\dot{u}^{inc}$ は、時刻ゼロで特異となる。その特異性を避けるため、式(42)に示すパラメータを導入する。

$$P^M = P^{sta} + \rho c u^{inc} \quad (42)$$

$\dot{u}^{inc}$ の特異性が除かれた式(43)および式(44)が、1次2重漸近近似方程式の解法として直接法を用いた場合の解くべき方程式である。

$$M_s \ddot{x} + C_s \dot{x} + K_s x = -G A_f (P^M + P^{inc} - \rho c u^{inc}) \quad (43)$$

$$\begin{aligned} A_f \dot{P}^M + (D_{f1} + D_s) P^M = & -\rho c A_f G^T M_s^{-1} (C_s \dot{x} + K_s x) \\ & + \rho c (D_{f1} + D_s) u^{inc} - D_s P^{inc} \end{aligned} \quad (44)$$

次に、2次2重漸近近似方程式の直接法による解法を示す。式(38)の両辺に $A_f M_f^{-1}$ をかけ、式(45)に示すパラメータを導入すると式(46)が求まる。

$$Q^{sta} = \int P^{sta} dt \quad (45)$$

$$\begin{aligned} A_f \dot{Q}^{sta} + D_{f1} \dot{Q}^{sta} + \eta D_{f2} Q^{sta} \\ = \rho c A_f (G^T \ddot{x} - \dot{u}^{inc}) + \eta \rho c D_{f1} (G^T \dot{x} - \dot{u}^{inc}) \end{aligned} \quad (46)$$

ここで、

$$D_{f2} = \rho^2 c^2 A_f M_f^{-1} A_f M_f^{-1} A_f$$

1次2重漸近近似の場合と同様、 $\dot{u}^{inc}$ の特異性を取り除くために式(47)のパラメータを導入し、式(40)を考慮すると、式(46)は式(48)となる。

$$Q^M = Q^{sta} + \rho c \int u^{sta} dt \quad (47)$$

$$\begin{aligned} A_f \dot{Q}^M + (D_{f1} + D_s) \dot{Q}^M + \eta D_{f2} Q^M \\ = -\rho c A_f G^T M_s^{-1} (C_s \dot{x} + K_s x) + \eta \rho c D_{f1} G^T \dot{x} \\ - D_s P^{inc} + \rho c [(D_{f1} + D_s) - \eta D_{f1}] u^{inc} \\ + \eta \rho c D_{f2} \int u^{inc} dt \end{aligned} \quad (48)$$

また、式(47)を用いると、式(39)は式(49)となる。

$$M_s \ddot{x} + C_s \dot{x} + K_s x = -G A_f (\dot{Q}^M + P^{inc} - \rho c u^{inc}) \quad (49)$$

式(48)および式(49)が、2次2重漸近近似方程式の解法として直接法を用いた場合の解くべき方程式である。

モーダル法による解法

附加質量マトリックス M_f はフルマトリックスであるため式(34)や式(38)を直接法で時間積分すると、特に大規模問題においては計算効率が低くなる。そこで、モーダル法による解法を考える。モーダル法では、少数のモード数でも充分精度の高い解が得られ、計算が効率的となる。

まず、式(50)に示す固有値問題を考える。

$$M_f u = \lambda A_f u \quad (50)$$

ここに, u : 接水面法線外向きを正とする周囲媒質の速度ベクトル

λ : 固有値 (スカラー量)

附加質量マトリックス M_f , 節点に関する面積マトリックス A_f は共に正値対称マトリックスであり全固有値は正の値となる。

次に, M_f と A_f を同时对角化するモーダルマトリックス Ψ を考える。 Ψ の列 ψ_n は式(50)の n 次の固有ベクトルである。

モーダルマトリックス Ψ により, 周囲媒質の速度ベクトル u は, モーダル座標系上でのモーダル速度ベクトル v を用いて式(51)として表すことができる。

$$u = \Psi v \quad (51)$$

これより, 式(50)は, 式(52)に示すモード毎の非連成の方程式となる。

$$m_n v_n = \lambda_n a_n v_n \quad (52)$$

ここで, m_n : n 次のモーダル附加質量

a_n : n 次のモーダル面積

モーダル附加質量, モーダル面積および固有値の関係は式(53)のとおりとなる。

$$\lambda_n = m_n / a_n \quad (53)$$

附加質量マトリックスおよび面積マトリックスの左右より, モーダルマトリックス Ψ をかけると式(54)および式(55)の関係となる。また, モーダルマトリックスを用いて式(56)および式(57)の関係を考える。

$$\Psi^T M_f \Psi = D_m \quad (54)$$

$$\Psi^T A_f \Psi = D_a \quad (55)$$

ここに, D_m : n 行の対角成分が m_n である対角マトリックス

D_a : n 行の対角成分が a_n である対角マトリックス

$$\Psi^T \Omega_f M_f \Psi = D_\omega D_a \quad (56)$$

$$\Psi^T \Omega_f A_f \Psi = D_\omega D_m \quad (57)$$

Ω_f は式(36)で定義されるので, D_ω は式(58)となる。

$$D_\omega = \eta \rho c D_\lambda^{-1} \quad (58)$$

ここに, D_λ : n 行の対角成分が λ_n である対角マトリックス

ここで, 1次2重漸近近似方程式(34)をモーダルマトリックス Ψ によりモーダル座標系上で書き直す。

$$D_m \dot{p}^{sta} + \rho c D_a \dot{p}^{sta} = \rho c D_m (\ddot{y} - \dot{v}^{inc}) \quad (59)$$

ここに,

$$G^T \ddot{x} = \Psi \ddot{y} \quad u^{inc} = \Psi v^{inc} \quad p^{sta} = \Psi \dot{p}^{sta}$$

$\dot{v}^{inc}$ の時刻ゼロでの特異性を避けるため, 式(42)と同様, 式(60)のパラメータを導入すると, 式(59)は式(61)となる。

$$\dot{p}^M = \dot{p}^{sta} + \rho c v^{inc} \quad (60)$$

$$D_m \dot{p}^M + \rho c D_a \dot{p}^M = (\rho c)^2 D_a v^{inc} + \rho c D_m \ddot{y} \quad (61)$$

モーダル附加質量およびモーダル面積は, その比が固有

値となれば任意の組合せを選ぶことができる。そこで, D_a が単位マトリックスとなるようにモーダルマトリックス Ψ を選べば, D_λ は式(62)に示すように D_m となる。これより, 式(61)は式(63)となる。式(63)が, 1次2重漸近近似方程式の解法としてモーダル法を用いた場合の解くべき方程式となる。

$$D_\lambda = D_m D_a^{-1} = D_m I = D_m \quad (62)$$

ここに, I : 単位マトリックス

$$D_\lambda \dot{p}^M + \rho c \dot{p}^M = (\rho c)^2 v^{inc} + \rho c D_\lambda \ddot{y} \quad (63)$$

次に, 2次2重漸近近似理論に対するモーダル法による解法を示す。式(38)をモーダルマトリックス Ψ を用いてモーダル座標系上で書き直すと式(64)となる。

$$D_m \ddot{p}^{sta} + \rho c D_a \dot{p}^{sta} + \eta (\rho c)^2 D_\lambda^{-1} D_a \dot{p}^{sta} = \rho c [D_m (\ddot{y} - \dot{v}^{inc}) + \eta \rho c D_\lambda^{-1} D_m (\ddot{y} - \dot{v}^{inc})] \quad (64)$$

ここで, 式(65)のパラメータを導入すると, 式(64)は式(66)となる。

$$q^{sta} = \int \dot{p}^{sta} dt \quad (65)$$

$$D_m \ddot{q}^{sta} + \rho c D_a \dot{q}^{sta} + \eta (\rho c)^2 D_\lambda^{-1} D_a q^{sta} = \rho c [D_m (\ddot{y} - \dot{v}^{inc}) + \eta \rho c D_\lambda^{-1} D_m (\ddot{y} - \dot{v}^{inc})] \quad (66)$$

$\dot{v}^{inc}$ の時刻ゼロにおける特異性を避けるため, 式(47)と同様式(67)のパラメータを導入すると式(66)は式(68)となる。

$$q^M = q^{sta} + \rho c \int v^{inc} dt \quad (67)$$

$$D_m \ddot{q}^M + \rho c D_a \dot{q}^M + \eta (\rho c)^2 D_\lambda^{-1} D_a q^M = (\rho c)^2 D_a v^{inc} + \eta (\rho c)^2 D_\lambda^{-1} D_a \int v^{inc} dt + \rho c D_m \ddot{y} + \eta \rho c D_\lambda^{-1} D_m \dot{y} - \eta (\rho c)^2 D_\lambda^{-1} D_m v^{inc} \quad (68)$$

D_a が単位行列となるようにモーダルマトリックス Ψ を選べば式(68)は式(69)となる。式(69)が, 2次2重漸近近似方程式の解法としてモーダル法を用いた場合の解くべき方程式となる。

$$D_\lambda \ddot{q}^M + \rho c \dot{q}^M + \rho c D_\omega q^M = (\rho c)^2 (1 - \eta) v^{inc} + \eta (\rho c)^2 \dot{y} + \rho c D_\lambda \ddot{y} + (\rho c)^2 D_\omega \int v^{inc} dt \quad (69)$$

3.2.3 入射圧力波

本項では, 入射圧力波 P^{inc} を関数表記する。

球面入射圧力波

入射圧力波が Fig. 19 に示すような球面圧力波形である場合を考える。構造物から距離 S 離れた位置で爆発が生じた場合, 構造物の接水面上の節点 i での入射圧力波 ($P^{ii}(t)$) および入射圧力により誘起される媒質の速度 ($u^{ii}(t)$) は式(70)および式(71)となる。

$$P^{ii}(t) = \frac{S}{R_i} P^{is} \left(t - \frac{R_i - S}{c} \right) \quad (70)$$

$$u^{ii}(t) = \left[\frac{1}{\rho c} P^{ii}(t) + \frac{1}{\rho R_i} \int P^{ii}(t) dt \right] \gamma_i \quad (71)$$

ここで, R_i : 爆発点から構造物の接水面上の節点 i ま

Fig. 19 Definition of a spherical incident wave

Fig. 20 Definition of a plane incident wave

での距離,

γ_i : 爆発点から節点 i へのベクトルの節点 i の
法線ベクトルへの方向余弦

$P^{is}(t)$: $R_i=S$ 位置の入射圧力波形

平面入射圧力波

入射圧力波が Fig. 20 に示す平面圧力波形である場合を考える。円筒断面を有する 2 次元構造物に、進行方向ベクトル $(0, -1, 0)$ の圧力波が入射すると、構造物の接水面上の節点 i での入射圧力波および入射圧力により誘起される媒質の速度は式 (72) および式 (73) となる。

$$P^{ii}(t) = P^{is}\left(t - \frac{\Delta y}{c}\right) \quad (72)$$

$$u^{ii}(t) = \frac{1}{\rho c} P^{ii}(t) \quad (73)$$

3.3 2重漸近近似理論を採用した解析プログラムの概要

前節で示した定式化にしたがい 2 次元および 3 次元の解析プログラムを構成した。以下にその概要を示す。

●水没構造物をモデル化する有限要素:

- Euler-Bernoulli 梁理論に基づいたエルミート 3 次変位関数を仮定する梁要素 (2 次元プログラム)
- Mindlin 板理論に基づいた双 1 次変位関数を仮定するアイソパラメトリック板曲げ要素 (3 次元プログラム)

●附加質量マトリックスを求める境界要素:

- 2 節点線形要素 (2 次元プログラム), 4 節点線形要素 (3 次元プログラム)
- 2重漸近近似理論: 1 次 2 重漸近近似理論, 2 次 2 重漸近近似理論
- 2重漸近近似方程式の解法: 直接法 (2 次元プログラム), モーダル法 (3 次元プログラム)
- 時間積分法: Newmark β 法
- 水没構造物の平衡方程式と 2 重漸近近似方程式の連成解法: スタッガード法²⁵⁾

3.4 解析結果と考察

3.4.1 2重漸近近似解と級数解との比較

Fig. 1 で示したものと同様、無限長弾性円筒殻に $\beta=3$ の衝撃圧力波が入射する場合を考え、級数解と 2 次元の 2

Fig. 21 Surface pressure comparison between Fourier series analysis, 1st order DAA solution and 2nd order DAA solution for a exponentially decaying incident wave, $\beta=3$, ($a/h=60$)

Fig. 22 Surface pressure comparison between Fourier series analysis, 1st order DAA solution and 2nd order DAA solution for a exponentially decaying incident wave, $\beta=3$, ($a/h=200$)

重漸近近似解を比較する。Fig. 21 に $a/h=60$, Fig. 22 に $a/h=200$ の場合の級数解と 2 重漸近近似解の比較を示す。なお, 2 重漸近近似理論を用いた解析では円筒殻の周方向の要素分割を 72 とし, 時間増分については無次元時間で 0.00375 とした。Fig. 21 を見ると, 2 重漸近近似解は級数解とよく一致していることがわかる。また, 1 次 2 重漸近近似解と 2 次 2 重漸近近似解を比較すると 2 次 2 重漸近近似解の方が級数解との一致度が高い。Fig. 22 を見ると, 2 重漸近近似解で振動成分が大きくなっている。2 重漸近近似解に対して, 要素分割数や時間積分法, スタッガード法の安定化手法などが大きな影響をおよぼすと考えられ, これらの詳細な検討は今後の課題とする。

Fig. 23 には $a/h=60$ を有する無限長弾性円筒殻に $\beta=3$ の衝撃圧力波が入射した場合の円筒殻周方向 45° 間隔の構造表面圧力に対する 2 次 2 重漸近近似解を示す。本図と既に表示した同様の級数解 Fig. 7 を比較すると圧力の立ち上がり様子や円筒殻背後への回り込みの様子など両者がよく一致していることがわかる。

3.4.2 2 重漸近近似解と実験結果との比較

實際上問題となる 3 次元構造物周囲の構造表面圧力について第 1 報で示した実験結果と 2 重漸近近似解を比較する。この場合の解析モデルを Fig. 24 に, 解析条件を Table 2 に示す。2 重漸近近似解析での入射圧力波形としては, 第 1 報¹³⁾ で示した Method-2 すなわち単一指数関数で表記するもの (Case-1) と, Method-3 すなわち 2 重指数関数で表記するもの (Case-2) の 2 種類を考えた。この場合, 入射圧力波は爆発点より球面伝搬するものとした。また, 理論としては 2 次 2 重漸近近似理論を採用している。

構造表面圧力および力積値の実験結果と解析結果の比較を Fig. 25 に示す。これらの図を見ると構造表面圧力およ

Fig. 24 Analysis model for FEA with the DAA fluid-structure interaction model

Table 2 Analysis condition of 3D FEA with DAA fluid-structure interaction model

Explosion condition (Shot2 in ref.13))	Charge weight=23.8kg Standoff = 0.5m Position of explosive charge=Longitudinal center of the model
Analysis case	Case-1: ● Incident wave function : Single exponential function ¹³⁾ ● $P_m=34.2\text{MPa}$, $\theta_m=27.1\mu\text{sec}$ (Eq.(13),(14) in ref.13)) ● Time increment $\Delta T=0.44\mu\text{sec}$ ● The number of fluid modes=200
	Case-2: ● Incident wave function : Double exponential function ¹³⁾ ● $P_m=34.2\text{MPa}$, $\theta_m=27.1\mu\text{sec}$ (Eq.(13),(14) in ref.13)) ● $P_m=14.8\text{MPa}$, $\theta_m=82.6\mu\text{sec}$ (Eq.(15),(16) in ref.13)) ● Time increment $\Delta T=0.44\mu\text{sec}$ ● The number of fluid modes=200

び力積値の両者について入射圧力波形を 2 重指数関数で表記した解析結果の方が単一指数関数表記したものより実験結果との一致度が高いことがわかる。

4. 結 言

本論文では, まず, 構造表面圧力の性状と衝撃応答の相関についての基本的な見通しを得るために, Huang が導出した衝撃圧力荷重を受ける無限長水没弾性円筒殻の級数解を詳細に検討した。得られた主な結論は以下のとおりである。

- (1) 無限長水没弾性円筒殻の表面上での任意の位置における構造表面圧力の力積値は, 時間の経過とともに入射圧力の力積値に漸近する。
- (2) 構造物の背面では内部を伝播する弾性応力波の影響で, 構造表面圧力や発生ひずみが大きくなる場合がある。
- (3) 構造物の衝撃応答に与える流体-構造成連効果の大きさを評価する指標として FSI Ratio を導入した結果, 構造物の剛性 (円筒殻の場合 a/h) が大きな影響をおよぼしていることがわかった。また, 衝撃圧力荷重の作用時間はあまり影響をおよぼさないことがわかった。

Fig. 23 Surface pressure time history obtained by 2nd order DAA solution for an exponentially decaying incident wave, $\beta=3$, ($a/h=60$)

Fig. 25(a) Comparison between measured pressure and calculated pressure at P1 in ref. 13)

Fig. 25(b) Comparison between measured impulse and calculated impulse at P1 in ref. 13)

- (4) 最大ひずみの FSI Ratio は最大ひずみが発生する時点までの力積値の FSI Ratio と高い相関があることがわかった。

次に、実際上問題となる 3 次元構造物の表面圧力を推定するための有力な解析理論である 2 重漸近近似理論の定式化を示すとともに、本研究で構成した解析プログラムの概要を述べた。また、2 重漸近近似解と級数解および実験結果との比較を行った。主な結論は以下のとおりである。

- (1) 2 重漸近近似理論による解析結果と級数解を比較した場合、構造表面圧力のピーク値、圧力波形および構造物背面への回り込みの様子などについて両者はよく一致した。
- (2) 2 重漸近近似理論による解析結果と実験結果を比較した場合、入射圧力波形として第 1 報で提案した 2 重指数関数を用いた方が単一指数関数を用いた場合より実験結果と解析結果の一致度が高くな

った。

最後に、本研究を進めるにあたり、貴重なご意見、ご指導をいただきました大阪大学 鈴木敏夫教授に感謝いたします。

参考文献

- 1) Cole, R. H.: Underwater Explosion, Princeton University Press, (1948)
- 2) 埴田：衝撃圧力を受ける薄肉円筒殻の強度に就いて、造船協会論文集, 第 85 号 (1949), pp. 145-161
- 3) 鬼頭：静的ならびに衝撃的水圧力の作用を受ける薄肉円筒殻の水中振動について (第 1 報 基礎理論), 造船協会論文集, 第 101 号 (1957), pp. 147-153, 同 (第 2 報 数値的検討) 造船協会論文集, 第 102 号 (1957), pp. 129-133
- 4) 永井：円筒殻の衝撃外力による局部凹損実験の結果について、造船協会論文集, 第 117 号 (1965), pp. 184-194, 同第 2 報, 造船協会論文集, 第 119 号 (1966), pp. 108-115
- 5) 野崎：無限長の梁に伝わる振動の遮断について、造船協会論文集, 第 119 号 (1966), pp. 179-189
- 6) 野崎：多くの附加物を有する梁の振動伝達について、造船協会論文集, 第 121 号 (1967), pp. 165-174
- 7) 野崎：梁構造における衝撃伝達, 日本造船学会論文集 第 129 号 (1971), pp. 221-236
- 8) 米田, 岩田, 谷川, Rashed, S. M. H, 河原：三次元水中衝撃波と浮体構造物の衝撃応答シミュレーション, 日本造船学会論文集, 第 175 号 (1994), pp. 349-357
- 9) 木村, 浅田, 井上, 井田：水中衝撃波が作用する構造物の動的応答に関する研究, 三菱重工技報, Vol. 32, No. 2 (1995), pp. 116-119
- 10) 斎藤, 八尾：衝撃荷重下におけるパネルの簡易変形予測, 日立造船技報, 第 57 巻, 第 3 号 (1996), pp. 59-64
- 11) 中村：水中衝撃圧力を受ける構造物表面圧力特性について, [No. 96-10] 日本機械学会材料力学部門講演会講演論文集 (Vol. A) (1996), pp. 347-348
- 12) 遠山, 今北：円柱に対する水中衝撃波の反射と回折に関する基礎的研究, 日本造船学会論文集, 第 185 号 (1999), pp. 31-39
- 13) 梅本, 吉川, 野沢, 阪上, 佐野：水中爆発荷重を受ける水没構造物の衝撃応答 (第 1 報) (円筒構造物周囲の衝撃圧力について), 日本造船学会論文集, 第 182 号 (1997), pp. 837-849, 同 (第 2 報) (構造表面圧力に与える流体-構造連成効果について), 日本造船学会論文集, 第 184 号 (1998), pp. 423-435
- 14) Umemoto, K, Sakaue, H and Gefken, P: A Comparison of Numerical Simulation by a Multimaterial ALE Fluid-structure Interaction Analysis Code with Interface Pressure Measurements, The Proceeding of the 70th Shock and Vibration Symposium, 1999
- 15) Huang, H.: An Exact Analysis of the Transient Interaction of Acoustic Plane Waves with a Cylindrical Elastic Shell, ASME Journal of

- Applied Mechanics, Vol. 37, 1970, pp. 1091-1099
- 16) Junger, M. C. : Vibrations of Elastic Shell in a Fluid Medium and the Associated Radiation of Sound, Journal of Applied Mechanics, Vol. 19, Trans. ASME, Vol. 74, 1952, pp. 439-445.
- 17) 細野 : BASIC による高速ラプラス変換, 共立出版, (1984)
- 18) Nielsen, J. N. : Tables of Characteristic Functions for Solving Boundary-Value Problems of the Wave Equation with Application to Supersonic Interference, NACA TN 3873 (1957)
- 19) 大野, 磯田 : 数値解析ハンドブック, オーム社, (1990)
- 20) Jones, J. G. : On the Numerical Solution of Convolution Integral Equations and Systems of such Equations, Mathematics of Computation, Vol. 15, 1961, pp. 131-142
- 21) Geers, T. L. : Doubly Asymptotic Approximation for Transient Motions of Submerged Structures, Journal of Acoustic Society of America, 64(5), Nov. 1978, pp. 1500-1508.
- 22) Deruntz, J. A. : The Underwater Shock Analysis Code and Its Applications, 60th Shock and Vibration Symposium Proceedings, Volume I, pp. 89-107, 1989
- 23) 鷺津, 宮本, 山田, 山本, 川井 : 有限要素法ハンドブック I 基礎編, 培風館, (1981), 同 II 応用編, 培風館 (1983)
- 24) Deruntz, J. A. : Added Mass Computation by the Boundary Integral Method, International Journal for Numerical Method in Engineering, Vol. 12, 1978, pp 531-549
- 25) 大坪, 久保田 : 相関問題, 培風館, (1991)
-