

移動一般座標系での浅水流方程式を用いた円筒水槽のスロッシング解析

Sloshing Analysis in a Cylindrical Tank using the Depth Averaged Flow Model in Generalized Curvilinear Moving Coordinate System

三浦 成久¹・音田 慎一郎²・細田 尚³

Naruhisa MIURA, Shinichiro ONDA and Takashi HOSODA

¹非会員 京都大学大学院 工学研究科都市社会工学専攻修士課程 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)²正会員 博(工) 京都大学大学院助手 工学研究科都市社会工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)³正会員 工博 京都大学大学院教授 工学研究科都市社会工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

In this study, the sloshing characteristics in a cylindrical tank on an oscillation table are investigated. Firstly, laboratory experiments were conducted under various hydraulic conditions and sloshing characteristics were examined. To simulate the flow fields in experiments, the depth averaged flow model in generalized curvilinear moving coordinate system was used, in which a pressure distribution was assumed to be hydrostatic, and linear solution was derived. The sloshing characteristics obtained from the linear solution were verified by comparing with the experimental results. Good agreement between the linear solution and measurements was observed in case that the water surface profiles were under the first mode.

Key Words : sloshing, depth averaged flow model, generalized curvilinear moving coordinate system

1. はじめに

本研究は、移動一般座標系で記述された水理解析法について考察することを目的としている。

筆者らは前報¹⁾で、移動一般座標系での水深積分モデルを用い、一定方向に振動する振動台上に置かれた長方形水槽内の流体振動について検討した。まず、様々な条件下で水理実験を行い、水面挙動の特性について考察した。次に、浅水流方程式を基礎式として、数値解析を行うとともに、現象の理解のため、線形解を導出した。さらに、鉛直加速度を考慮した水深積分モデル(Boussinesq 方程式)についても検討し、線形解を導いた。実験結果と数値解析結果、線形解を比較することで、実験結果とある程度適合することを示した。

本論文では、十勝沖地震時(2003 年 9 月)の石油タンクスロッシングのような実現現象への応用を考え、振動台上に置かれた円筒水槽内の流体振動について検討する。石油タンクのスロッシングと被害については、十勝沖地震に関する調査報告書²⁾の中で以下のようにまとめられている。

1. 苫小牧市、石狩市の石油タンクでは、浮き屋根の沈没や火災等の甚大な被害が生じた。
2. 被害の原因は、周期が約 7 秒から 12 秒の長周期地震動による約 2~3m のスロッシングである。

このように、スロッシングにおける最大波高を予測することは、施設の耐震設計などの観点から、工学的

に重要な問題であり、従来より数多くの研究が行われてきた^{3,4,5)}。例えば、Hutton³⁾は、次の 3 つの水面形状

- i) 最大波高は一定で、水面が振動する場合 (stable planar)。
- ii) 最大波高は一定で、水面が壁面に沿って一定速度で回転する場合 (stable nonplanar (rotary))。
- iii) 定常状態には到達せず、波高や回転速度が変化しながら回転する場合 (unstable (swirling))。

について、ポテンシャル流れの基礎式を用い、理論的に説明している。

ここで、上記の分類から、十勝沖地震のような振動周期が長い場合のスロッシング形態を判断すると、i) の状態であると思われる。このような場合、水面形は 1 次モードで表され、また振動方向と垂直な水平方向については水深が一定であると仮定できるため、上述のような解の導出が複雑なポテンシャル理論を用いなくても、より簡単に現象を予測できるのではないかと考えられる。

そこで本研究では、水面形が 1 次モードで表され、横断方向に水深が変化しない場合を主として対象とし、振動台上に置かれた円筒水槽スロッシングの 1 次元解析について検討する。まず、様々な条件下で水理実験を行い、水面挙動の特性について考察する。次に、移動一般座標系での 1 次元浅水流方程式を基礎式として線形解を導出する。導かれた線形解と実験結果の比較を行い、浅水流方程式での線形解でも、ある程度現象を再現できることを示す。さらに、上記の比較から線

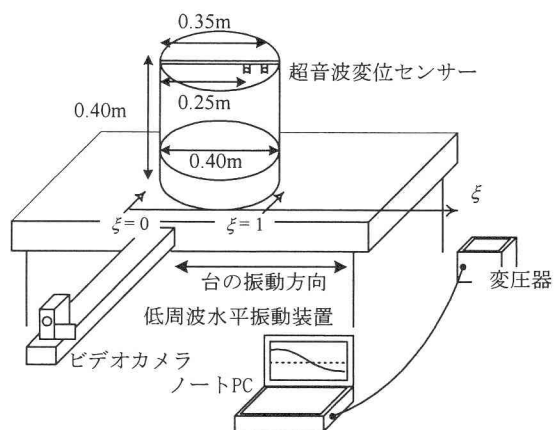
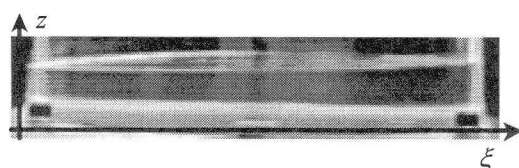


図-1 実験装置の概要

表-1 実験条件

Case	h_0 (m)	f (Hz)	T (s)	d (m)
1	0.05	0.5	2.0	0.03
2	0.10	1.0	1.0	0.012
3	0.10	1.5	0.67	0.005
4	0.10	2.0	0.5	0.01



(a) $t/T = 0.2$



(b) $t/T = 0.4$

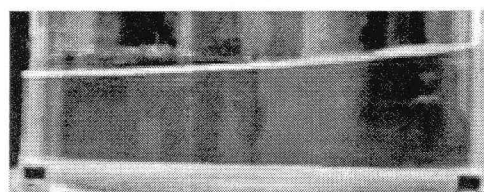
図-2 実験結果 (Case 1)

形解が適用できる領域を無次元パラメータで区分し、十勝沖地震時のスロッシングがこの範囲に含まれているかを考察することで、モデルの有用性を検討する。

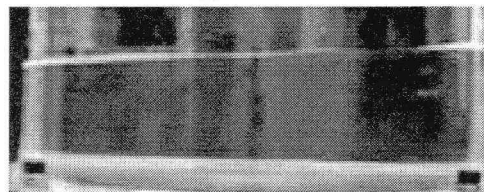
2. 振動台上の水槽内流体振動の水理実験

2.1 実験の概要

直径 $L=0.40\text{m}$ 、高さ 0.40m の亚克力製水槽を振動台（株）振研「低周波水平振動試験装置」の上に置き、初期水深 $h_0(\text{m})$ 、振動振幅 $d(\text{m})$ 、周波数 $f(\text{Hz})$ （周期 $T=1/f$ ）を変化させて実験を行った。実験装置の概要、実験条件の一部を図-1、表-1 に示す。振動台上には、

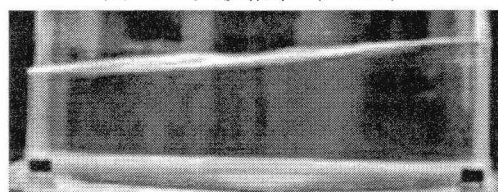


(a) $t/T = 0.2$

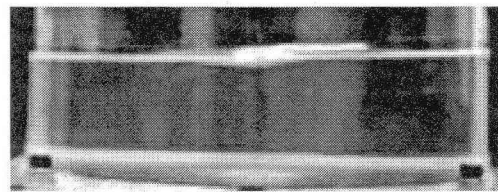


(b) $t/T = 0.4$

図-3 実験結果 (Case 2)

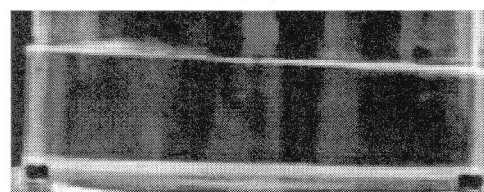


(a) $t/T = 0.2$

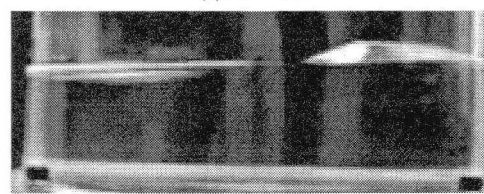


(b) $t/T = 0.4$

図-4 実験結果 (Case 3)



(a) $t/T = 0.4$



(b) $t/T = 0.8$

図-5 実験結果 (Case 4)

デジタルビデオカメラ（Canon IXYDVM）を設置し、水槽内全体の流況を撮影した。また、2基の超音波変位センサー（キーエンス製）を円筒水槽中央部の2点に設置し、 ξ 軸（振動台と共に移動する座標系）上の固定点における水位の時間変化を $0.01(\text{s})$ ごとに記録した。センサーの設置位置は、左端壁（ $\xi=0.0$ ）からそれぞれ 0.25m 、 0.35m であり、その地点では $\xi=0.625$ 、 0.875 となる。座標系の設定については後述する。

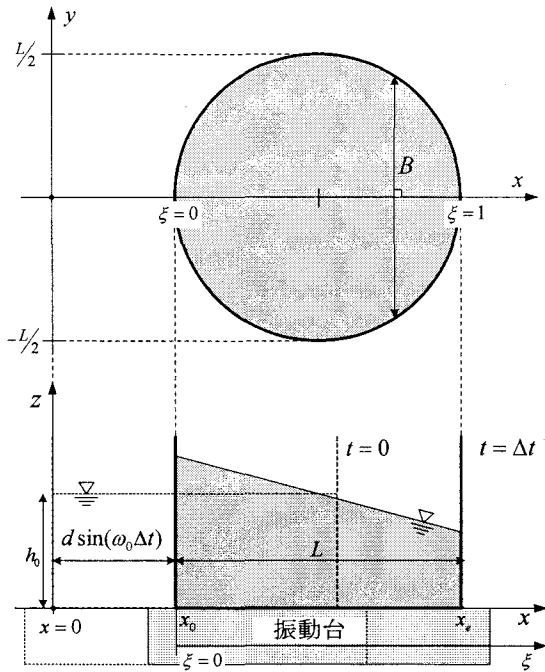


図-6 座標系の説明

2. 2 実験結果

実験結果の例として、ビデオカメラより撮影された水面形の時間変化を示したものが図-2, 3, 4, 5である。図の時刻は、水面変動が定常状態となり、振動台がほぼ振動中心を通過した時間を $t=0(s)$ として表したものである。図をみると、Case 1, 2, 3 では1次モードの水面形を示しており、Case 4 では2次モードの波形を示している。したがって、振動装置の周波数が高いケースほど水面のモードが高くなることがわかる。

3. 浅水流方程式での基礎式系

実験結果を再現するため、本研究では、解析の基礎式に移動一般座標系での水深積分モデル⁹⁾を用いる。その際、圧力分布には静水圧を仮定する。

3. 1 基礎式

1次元移動一般座標系での連続式、運動量方程式を記述すれば以下になる。

[連続式]

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{A}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left((\xi_r + U) \frac{A}{J} \right) = 0 \quad (1)$$

[運動量方程式]

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{Q}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left((\xi_r + U) \frac{Q}{J} \right) + gA \frac{\xi_x}{J} \frac{\partial h}{\partial \xi} = 0 \quad (2)$$

ここで、 t : 時間、 ξ : 一般座標、 ξ_r , ξ_x : 変換のメトリックス、 h : 水深、 U : 流速ベクトルの反変成分 ($=u\xi_x$)、 u : x 方向の水深平均流速、 A : 断面積、 Q : 流量 ($=uA$)、

g : 重力加速度、 J : 座標変換のヤコビアン (1次元解析の場合は ξ_x となる)。

図-6のように一定周期で振動する振動台上に置かれた水槽と一緒に動く座標系を考え、式(1), (2)をその運動に対応するように基礎式を書き換えると、座標変換のメトリックスは下記ようになる。

$$\begin{aligned} x_0 &= d \sin(\omega_0 t), & x_e &= L + d \sin(\omega_0 t) \\ \xi &= \frac{x - x_0(t)}{L}, & \xi_x &= \frac{1}{L}, & \xi_t &= -\frac{d\omega_0 \cos(\omega_0 t)}{L} \end{aligned} \quad (3)$$

ここに、 x_0 , x_e : 水槽の左端、右端の座標、 L : 水槽の直径、 d : 水槽の振動振幅、 ω_0 : 角振動数である。

また、断面積 A は水深 h と水槽の幅 B から次のように表される。

$$\begin{aligned} A &= Bh \\ B &= L\sqrt{1 - (2\xi - 1)^2} \end{aligned}$$

上記の関係を式(1), (2)に代入し変形すると、式(4), (5)が得られる。

[連続式]

$$\begin{aligned} &L\sqrt{1 - (2\xi - 1)^2} \frac{\partial}{\partial t} (Lh) \\ &+ \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ (u - d\omega_0 \cos(\omega_0 t)) Lh\sqrt{1 - (2\xi - 1)^2} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

[運動量方程式]

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{L} (u - d\omega_0 \cos(\omega_0 t)) \frac{\partial u}{\partial \xi} + g \frac{1}{L} \frac{\partial h}{\partial \xi} = 0 \quad (5)$$

ここで、円筒水槽の場合、前報で検討した長方形水槽の場合とは異なり、上式中に円筒の幅の影響が含まれている。

3. 2 線形解

(1) 線形方程式の誘導

水槽の振動振幅 d が水槽の直径に比べて十分小さく、角振動数 ω_0 も小さい場合について線形解を求める。

次式のように水理量を平均値とそれからの微小な偏差の和として表し、基礎式を線形化する。

$$h = h_0 + h' \quad (6a)$$

$$u = u_0 + u' \quad (u_0 = d\omega_0 \cos(\omega_0 t)) \quad (6b)$$

上式を基礎式系に代入し、整理すると以下のようになる。

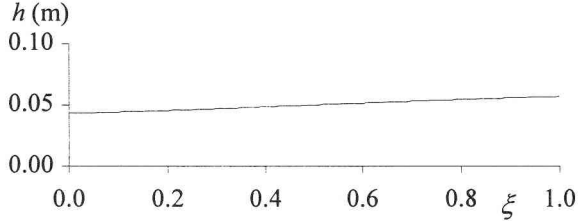
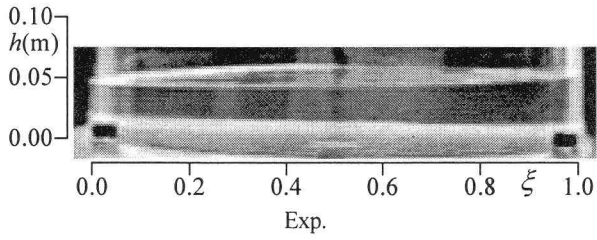
[連続式]

$$\begin{aligned} &L^2 \{1 - (2\xi - 1)^2\} \frac{\partial h'}{\partial t} + Lh_0 \{1 - (2\xi - 1)^2\} \frac{\partial u'}{\partial \xi} \\ &- 2Lh_0 (2\xi - 1)^2 u' = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

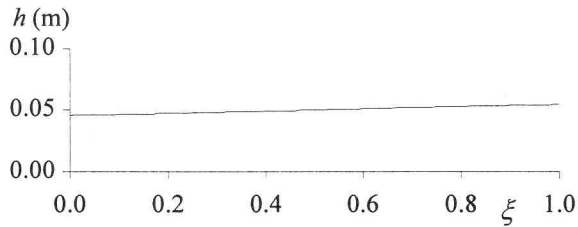
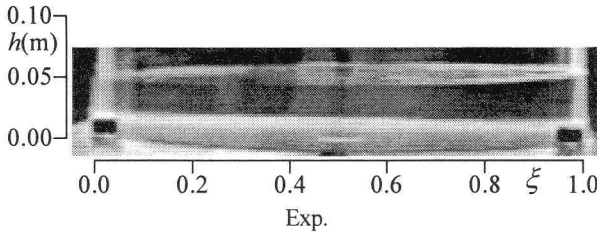
[運動量方程式]

$$L \frac{\partial u'}{\partial t} + g \frac{\partial h'}{\partial \xi} - Ld\omega_0^2 \sin(\omega_0 t) = 0 \quad (8)$$

式(7), (8)から u' を消去すると、 h' に関する線形方程式が得られる。



線形解 Eq.(6a)
(a) $t/T = 0.2$



線形解 Eq.(6a)
(b) $t/T = 0.4$

図-7 水面形の時間変化 (Case 1)

$$2gh_0(2\xi-1)\frac{\partial h'}{\partial \xi} - gh_0\{1-(2\xi-1)^2\}\frac{\partial^2 h'}{\partial \xi^2} + L^2\{1-(2\xi-1)^2\}\frac{\partial^2 h'}{\partial t^2} - Lh_0(2\xi-1)d\omega_0^2 \sin(\omega_0 t) = 0 \quad (9)$$

(2) 境界条件

壁面での境界条件は、以下のように与えられる。
[$\xi=0$ (左壁), $\xi=1$ (右壁)]において

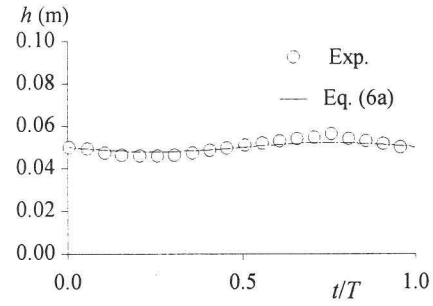
$$u' = \frac{dx_0}{dt} = \frac{dx_e}{dt} = 0 \quad (10)$$

よって、式(10)を運動量方程式(8)に代入すると、以下の式が得られる。

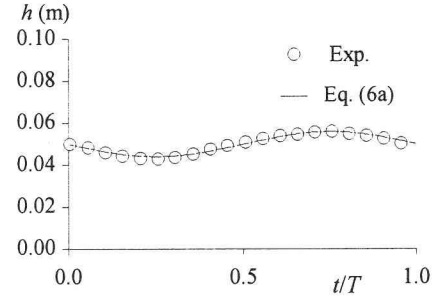
$$\frac{\partial h'}{\partial \xi} = \frac{L}{g} d\omega_0^2 \sin(\omega_0 t) \quad (11)$$

(3) 線形解の誘導

h' は一般的に三角関数を用いて表されるが、ここでは線形解の誘導の簡便さからべき乗展開を用いて式



(i) $\xi = 0.625$



(ii) $\xi = 0.875$

図-8 固定点での水深の時間変化 (Case 1)

(12)のように6次で表す。

$$h'(t, \xi) = C_0(t) + C_1(t)\xi + C_2(t)\xi^2 + C_3(t)\xi^3 + C_4(t)\xi^4 + C_5(t)\xi^5 + C_6(t)\xi^6 = \sum_{i=0}^6 C_i(t)\xi^i \quad (12)$$

但し、べき乗の次数の違いによって結果が異なることが考えられるため、次数の違いによる影響については今後検討したい。

式(12)を式(11)に代入すると、境界条件として式(13)が得られる。

$$\sum_{i=1}^6 iC_i(t)\xi^{i-1} = \frac{L}{g} d\omega_0^2 \sin(\omega_0 t) \quad (13)$$

したがって、左壁 ($\xi=0$), 右壁 ($\xi=1$) での境界条件は以下のように表される。なお、式(15)を求める際、式(14)を用いて変形した。

[$\xi=0$ (左壁)]

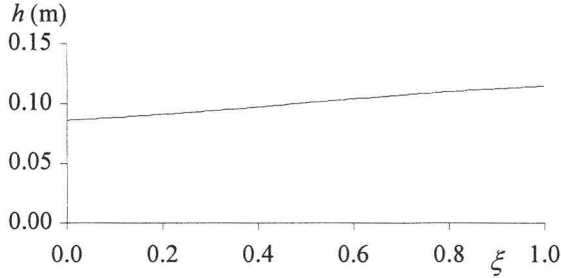
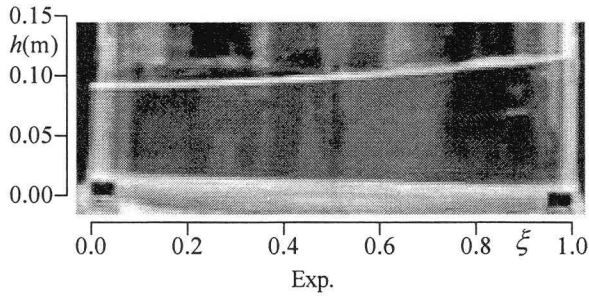
$$C_1 = \frac{L}{g} d\omega_0^2 \sin(\omega_0 t) \quad (14)$$

[$\xi=1$ (右壁)]

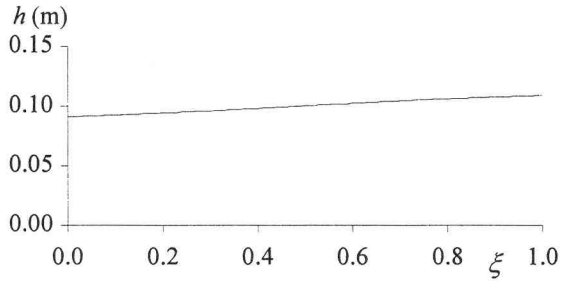
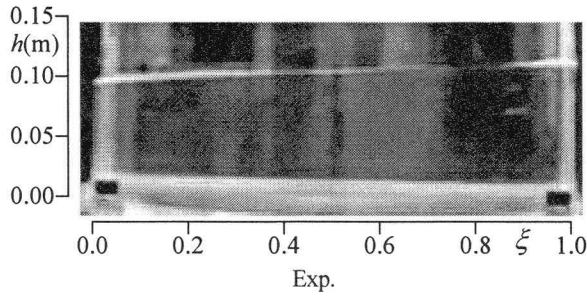
$$\sum_{i=2}^6 iC_i = 0 \quad (15)$$

また、式(12)を線形方程式(9)に代入すると、式(16)が導かれる。

$$2gh_0(2\xi-1)\sum_{i=1}^6 iC_i\xi^{i-1} - gh_0\{1-(2\xi-1)^2\}\sum_{i=2}^6 i(i-1)C_i\xi^{i-2} + L^2\{1-(2\xi-1)^2\}\sum_{i=0}^6 \frac{\partial^2 C_i}{\partial t^2}\xi^i$$



線形解 Eq.(6a)
(a) $t/T = 0.2$



線形解 Eq.(6a)
(b) $t/T = 0.4$

図-9 水面形の時間変化 (Case 2)

$$-2Lh_0(2\xi - 1)d\omega_0^2 \sin(\omega_0 t) = 0 \quad (16)$$

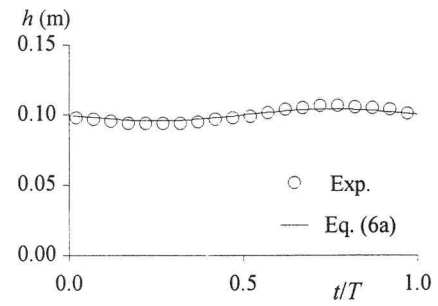
式(16)を ξ の各オーダーで整理し、その係数を0とすると、式(17), (18), (19)が導かれる。

$$\xi^0: -2gh_0C_1 + 2Lh_0d\omega_0^2 \sin(\omega_0 t) = 0 \quad (17)$$

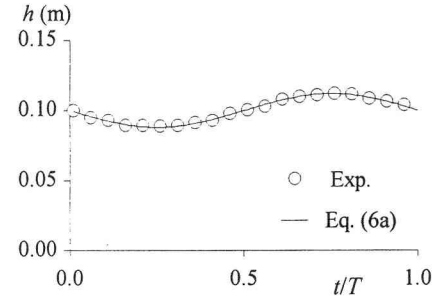
$$\xi^1: 4gh_0C_1 - 12gh_0C_2 + 4L^2 \frac{\partial^2 C_0}{\partial t^2} - 4Lh_0d\omega_0^2 \sin(\omega_0 t) = 0 \quad (18)$$

$$\xi^k (k=2 \sim 6): 4kgh_0C_k - 2(k+1)gh_0C_{k+1} + 4k(k-1)gh_0C_k - 4k(k+1)gh_0C_{k+1} - 4L^2 \frac{\partial^2 C_{k-2}}{\partial t^2} + 4L^2 \frac{\partial^2 C_{k-1}}{\partial t^2} = 0 \quad (19)$$

ここで、 $C_i (i=0,1,2,\dots,6)$ を以下のように仮定する。



(i) $\xi = 0.625$



(ii) $\xi = 0.875$

図-10 固定点での水深の時間変化 (Case 2)

$$C_i = \alpha_i \sin(\omega_0 t) + \beta_i \cos(\omega_0 t) \quad (20)$$

$$\frac{\partial^2 C_i}{\partial t^2} = -\alpha_i \omega_0^2 \sin(\omega_0 t) - \beta_i \omega_0^2 \cos(\omega_0 t) = -\omega_0^2 C_i \quad (21)$$

式(21)を線形方程式(17), (18), (19)に代入して整理すると、

$$\xi^0: C_1 = \frac{L}{g} d\omega_0^2 \sin(\omega_0 t) \quad (22)$$

$$\xi^1: \frac{L^2 \omega_0^2}{gh_0} C_0 + 3C_2 = 0 \quad (23)$$

$$\xi^k (k=2 \sim 6): 2 \frac{L^2 \omega_0^2}{gh_0} C_{k-2} - 2 \frac{L^2 \omega_0^2}{gh_0} C_{k-1} + 2k^2 C_k - (k+1)(2k+1)C_{k+1} = 0 \quad (24)$$

さらに、式(20)を境界条件式(14), (15), 線形方程式(23), (24)に代入して、 $\sin(\omega_0 t)$, $\cos(\omega_0 t)$ の係数を0とすると、以下の代数方程式が得られる。

式(14)より

$$\sin(\omega_0 t): \alpha_1 = \frac{L}{g} d\omega_0^2 = \frac{dh_0}{L} X \quad (25a)$$

$$\cos(\omega_0 t): \beta_1 = 0 \quad (25b)$$

式(15)より

$$\sin(\omega_0 t): \sum_{i=2}^6 i\alpha_i = 0 \quad (26a)$$

$$\cos(\omega_0 t): \sum_{i=2}^6 i\beta_i = 0 \quad (26b)$$

式(23)より

$$\sin(\omega_0 t): X\alpha_0 + 3\alpha_2 = 0 \quad (27a)$$

$$\cos(\omega_0 t): X\beta_0 + 3\beta_2 = 0 \quad (27b)$$

式(24)より

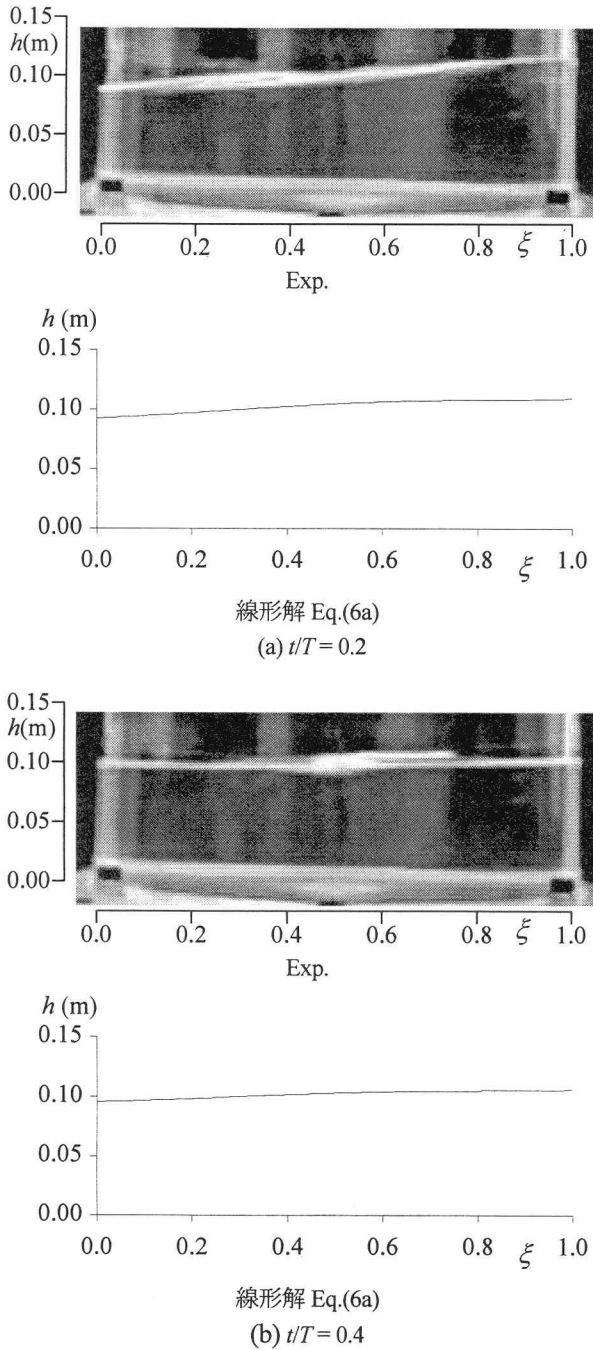


図-11 水面形の時間変化 (Case 3)

$$\sin(\omega_0 t): \quad 2X\alpha_{k-2} - 2X\alpha_{k-1} + 2k^2\alpha_k - (k+1)(2k+1)\alpha_{k+1} = 0 \quad (k=2\sim5) \quad (28a)$$

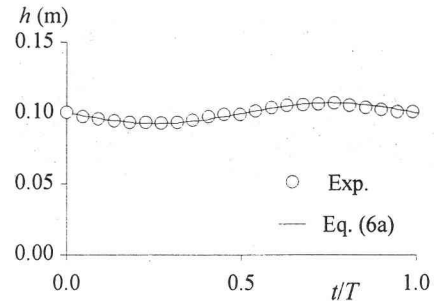
$$\cos(\omega_0 t): \quad 2X\beta_{k-2} - 2X\beta_{k-1} + 2k^2\beta_k - (k+1)(2k+1)\beta_{k+1} = 0 \quad (k=2\sim5) \quad (28b)$$

ただし、 X は次式で定義される無次元角振動数である。

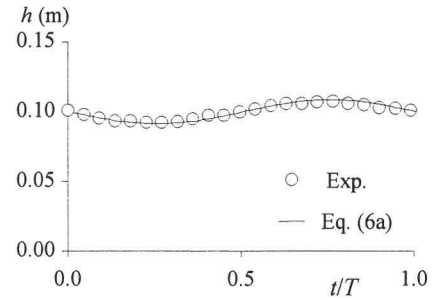
$$X = \frac{L^2 \omega_0^2}{gh_0}$$

式(25a), (26a), (27a)と(28a)の $k=2\sim5$ までの計7つの連立方程式を $\alpha_i (i=0,1,2,\dots,6)$ に関して解くと、それぞれの係数は以下のように求められる。

$$\alpha_0 = -3 \frac{dh_0}{L} ZX \quad (29a)$$



(i) $\xi = 0.625$



(ii) $\xi = 0.875$

図-12 固定点での水深の時間変化 (Case 3)

$$\alpha_1 = \frac{dh_0}{L} X \quad (29b)$$

$$\alpha_2 = \frac{dh_0}{L} ZX^2 \quad (29c)$$

$$\alpha_3 = \frac{2}{15} \frac{dh_0}{L} (Z-1)X^2 \quad (29d)$$

$$\alpha_4 = \frac{1}{10} \frac{dh_0}{L} (5ZX - Z + 1)X^2 \quad (29e)$$

$$\alpha_5 = \frac{1}{70} \frac{dh_0}{L} (29ZX - 14X - 144Z + 24)X^2 \quad (29f)$$

$$\alpha_6 = \frac{2}{2835} \frac{dh_0}{L} (82ZX - 7X - 720Z + 120)X^2 \quad (29g)$$

ただし、 Z は次式で定義される。

$$Z = \frac{1920 - 121X}{11520 - 1366X + 45X^2}$$

β については以下の式が成り立つ。

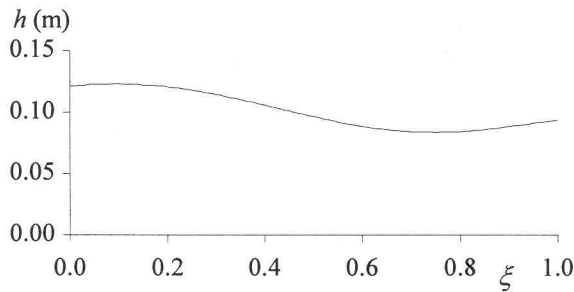
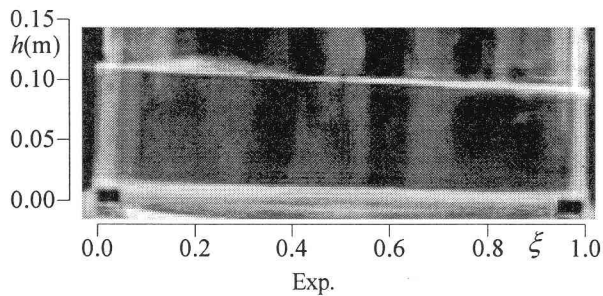
$$\beta_0 = \beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \beta_4 = \beta_5 = \beta_6 = 0 \quad (30)$$

式(29), (30)を式(20)と(12)に代入すると、線形解を計算することができる。

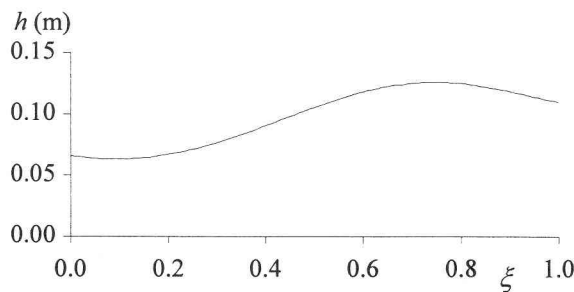
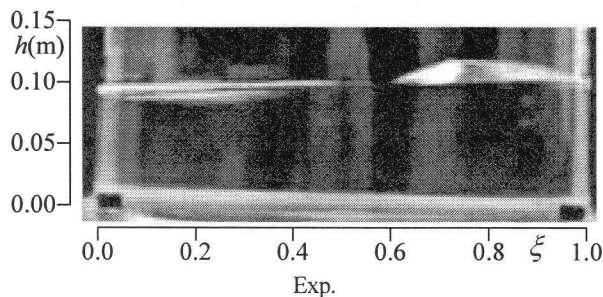
4. 考察

4. 1 実験結果と線形解の比較

図-7~12はCase 1, 2, 3での水面形の時間変化、および固定点での水深の時間変化について実験結果と線形解を比較したものである。水面形の時間変化をみると、Case 1, 2, 3については実験結果、線形解とも1次モードの水面形を示しており、線形解は実験結果



線形解 Eq.(6a)
(a) $t/T = 0.4$

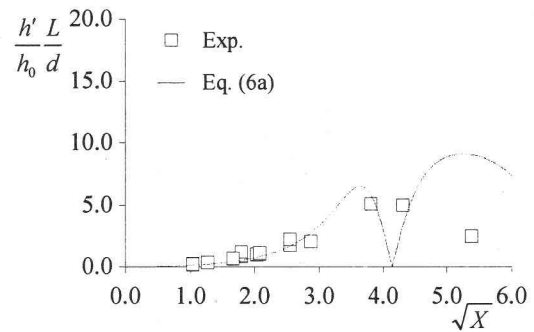


線形解
(b) $t/T = 0.8$

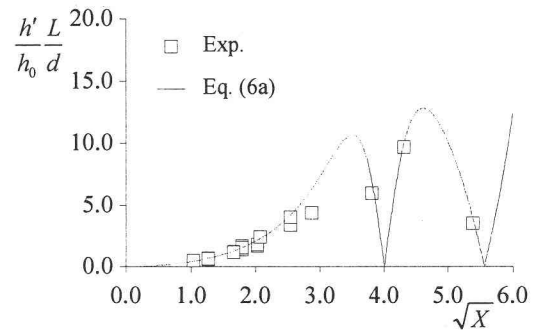
図-13 水面形の時間変化 (Case 4)

の水面形をほぼ再現している。また、固定点での水深の時間変化をみても、この3ケースにおいては線形解と実験結果が良好に一致している。したがって、本研究で対象としている振動の周期が長く、振動方向と垂直な水平方向の水深が一定である場合では、複雑なポテンシャル理論を用いなくても、現象を再現できることがわかる。

一方、Case 4 での水面形の時間変化を示したものが図-13 である。このケースでは、振動数が大きいので、実験の水面形はほぼ2次モードの波形を示している。線形解の結果をみると、適合性が十分ではないも



(i) $\xi = 0.625$



(ii) $\xi = 0.875$

図-14 壁の振動数に対する
水面振動振幅の変化の比較

の、このような簡便な線形解でも概ね2次モードの水面形が表されることが確認される。

次に、振動台の振動数と水面振動の応答関係について考察を行う。図-14 は水槽の直径 $L = 0.4(\text{m})$ 、初期水深 $h_0 = 0.1(\text{m})$ 、振幅 $d = 0.01(\text{m})$ とし、角振動数 ω_0 を変化させた場合の壁の振動振幅と水面の振動振幅について線形解と実験結果を比較したものである。図の横軸は無次元角振動数 $\sqrt{X}$ であり、縦軸は $\xi = 0.625, 0.875$ での無次元水面振動振幅を表している。図をみると、実験結果と線形解はほぼ一致しているおり、特に $\sqrt{X}$ が 4.0 より小さい範囲においてよく適合していることがわかる。ここで、上記の実験 Case1~4 における $\sqrt{X}$ の値を求めると、 $\sqrt{X}$ はそれぞれ $\sqrt{X} = 1.8, 2.5, 3.8, 5.1$ である。したがって、図-13 において、実験結果と線形解が一致している範囲 $\sqrt{X} \leq 4.0$ と前述の考察で1次モードの波形が確認されている範囲 $\sqrt{X} \leq 3.8$ とから判断すると、線形解の適用範囲は概ね $\sqrt{X} \leq 4.0$ であると考えられる。

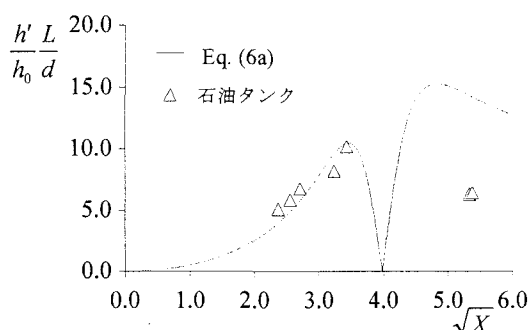
4. 2 十勝沖地震などの長周期地震動への適用

十勝沖地震において甚大な被害が生じた石油タンクの諸元を表-2 に整理した。

図-15 は、水槽の直径 $L = 0.4(\text{m})$ 、初期水深 $h_0 = 0.1(\text{m})$ 、振幅 $d = 0.01(\text{m})$ とし、角振動数を変化させた場合の左壁での水面振動振幅の変化に、石油タンクの最大スロ

表一2 十勝沖地震で甚大な被害を受けたタンク

タンク	容量 (kl)	内径 (m)	液高 (m)	最大 波高 (m)	$\sqrt{X}$
A	109,900	78.2	13.5	1.3	5.3
B	109,900	78.2	13.3	1.3	5.4
C	32,779	42.7	17.6	2.9	2.6
D	43,872	49.4	20.8	3.4	2.7
E	43,872	49.4	20.8	3.4	2.7
F	43,872	49.4	14.7	2.9	3.2
G	9,990	27.8	4.1	1.8	3.4
H	32,778	42.7	20.4	2.9	2.4



図一15 壁の振動数に対する
左端での水面振動振幅の変化の比較

ッシング波高をプロットしたものである。ここで、十勝沖地震時の周期、振動振幅については、調査報告書²⁾を参考に最も速度応答値の大きかった帯域から周期を $T = 8.0(\text{s})$ とし、そのときの速度応答値約 1.0m/s から振動振幅 $d = 1.2(\text{m})$ として計算している。これをみると、 $\sqrt{X}$ が5.0以上のタンクA, Bについては線形解と適合していない。タンクA, Bの場合、2次、3次モードのスロッシングの寄与が大きかったと指摘されている²⁾。よって、本研究で仮定している横断方向に水深が一定であるような水面形ではなかったため、タンクA, Bについては再現できなかったと考えられる。

それ以外のタンクについては、 $\sqrt{X}$ が3.4以下の範囲に分布しており、前述の実験結果との比較と同様に、線形解と良好に一致している。したがって、十勝沖地震のように、振動周期が長い場合については、スロッシング波高に関して本線形解が適用できると考えられ、実用性の観点から有用であると思われる。

5. おわりに

本研究では、振動台上の円筒水槽内流体振動について考察した。移動一般座標系での浅水流方程式による線形解を導き、実験結果との比較を行った。その結果、振動の周期が長く、振動方向と垂直な方向の水深変化が無視できる場合には、スロッシング現象をある程度再現できることを示した。さらに、無次元パラメータによって線形解の適用範囲を区分するとともに、十勝沖地震の石油タンクスロッシングがその範囲内にあることを示した。本論文では、6次までのべき乗型と仮定して線形解を導いたが、今後次数の違いによる影響について考察するとともに、鉛直加速度を考慮した場合についても検討し、振動特性について考察したい。

謝辞

最後に、本研究を遂行するにあたり、実験装置を提供してくださいました構造ダイナミクス研究室の皆様深く御礼申し上げます。また、水理実験、データ整理、図面作製に多大な協力を頂いた京都大学工学部・技官、仙波秀治氏に謝意を表します。

参考文献

- 1) 音田慎一郎, 細田 尚, 三浦倫秀: 移動一般座標系での水深積分モデルを用いた水槽内流体振動解析, 応用力学論文集 vol.7, pp.1023-1032, 2004.
- 2) 座間信作: 石油タンク等の危険物貯蔵施設への影響の調査, 平成15年(2003年)十勝沖地震に関する緊急調査研究報告書(平田直編), 東京大学地震研究所, 2004.
- 3) Hutton R. E.: An investigation of resonant, nonlinear, nonplanar free surface oscillations of a fluid, NASA TECHNICAL NOTE, D-1870, 1963.
- 4) 大山 巧: 円筒容器内の非線形スロッシング現象の解析, 土木学会論文集, 第417号/II-34, pp. 255-264, 1990.
- 5) 牛島 省: 3次元移動座標系を用いた非線形スロッシング現象の数値解析, 水工学論文集, 第41巻, pp.617-622, 1997.
- 6) 細田 尚, 長田信寿, 村本嘉雄: 移動一般座標系による開水路非定常流の数値解析, 土木学会論文集 No.553/II-34, pp. 267-272, 1996.

(2005年4月15日受付)