

LESによる液体スロッシングダンパーの再現

Reproduction of Sloshing Phenomena in Rectangular Tank by LES

野田 博 HIROSHI NODA
立見 栄司 EIJI TATSUMI
中南 滋樹 SHIGEKI NAKAMINAMI

水槽内における水のスロッシングの様子を数値流体計算により詳細に調査した。数値流体計算手法にはスタaggerド格子による差分法を用い、乱流モデルは標準スマゴリンスキーモデルによる Large Eddy Simulation とした。自由水面位置は、自由水面を有する計算セルでは流体の流入・流出量が単位水面当たりの移動量として自由水面の位置を算定した。計算結果の検証実験として水の入った水槽を対象とした単一周期加振スイープ実験を実施し、実験結果と比較して本計算手法の再現性の高さを確認した。

キーワード：数値流体計算, Large Eddy Simulation, スロッシング現象, 矩形水槽, 自由水面

Sloshing phenomena of liquid in a rectangular tank have been simulated by a CFD method, namely a Large Eddy Simulation with standard Smagorinsky model. The free surface displacement was determined by solving the continuity equation for flow with unsteady moving boundary in the HSMAC iteration of determining the pressure and velocity. The details of the sloshing phenomena, particularly the dynamic changes of the velocity and pressure distributions in the tank in forced oscillation could be studied effectively by LES.

Key Words: CFD, LES, Sloshing, Rectangular Tank, Free Surface

1. はじめに

水槽内の液体スロッシングの現象把握は、液体同調ダンパーの調整や貯水槽内の液体挙動の解明等、さまざまな分野に展開できる。水のスロッシングを数値流体計算で再現するには自由液面変動を計算する必要があるが、その方法としては水深関数や Level set 法による移流方程式を解いて液面を追跡する方法¹⁾とVOF法や密度関数法などにより空間分布を解く方法²⁾がよく用いられる。しかしこれらの方法は、移流方程式の計算が不安定になったり質量保存が保証されないといった欠点がある。本研究では中山ら³⁾により提案された、圧力と速度を同時に反復修正する HSMAC 法による速度の修正段階で連続の式を満たすよう液面位置を算出する方法を採用し、この手法のスロッシング現象への適用性について検討した。

2. 対象とした水槽

本論文で対象とした検証モデルは図-1に示す長さ588mm、幅278mmの矩形水槽である。水槽内には高さ

150mmまで水が入った状態とした。また、水槽中央部にスロッシングの低減を目的とした減衰ネット(線径0.55mm, 8メッシュ, 開口率68.3%)を設置した場合についても検討した。本研究では、計算結果の精度検証として上記矩形水槽の自由振動実験によりスロッシングの減衰定数を調査し、また単周期加振実験を行い加振振動数と波高の関係を求めた。

3. 計算方法

(1) 数値流体計算方法

数値流体計算手法にはスタaggerド格子による差分法を用いた。乱流モデルは標準スマゴリンスキーモデルによる Large Eddy Simulation とした。モデル係数 C_S は 0.1 とした。スロッシング直交方向の計算領域は、現象の一様性を考慮して、対象とした検証モデルの 1/2 とした。計算方法ならびに計算条件を表-1に示す。計算の加振振動数は減衰ネットなしの場合、ありの場合とも表-1に示す5通りとした。

(2) 液面位置の計算方法

自由液面位置は連続の式を修正して算出した。数値流体計算の計算手順は、まず流体の運動方程式(Navier-Stokes 方程式)を解き、その後連続の式を満たすよう、すなわち速度Fluxの合計が0になるよう HSMAC 法により圧力と速度を反復修正する。このとき、計算セルに自由液面を有する場合、速度Fluxの合計が0になるよう速度を修正するのではなく、液面移動させて計算セル内の流体体積を変化させる。すなわち、計算セルに自由液面を有する場合(図-2)、微小時間 δt の間に自由液面以外の面からの流入流出量が δt 後の自由液面の移動量として自由液面位置を算出した(式(1))。

$$\Delta h = \frac{\partial u}{\partial x} \delta x \delta t + \frac{\partial v}{\partial y} \delta y \delta t + w \delta t \quad (1)$$

また、自由液面上の圧力は0という条件を設定し、内挿近似(あるいは外挿近似)により自由液面を有する計算セル内の圧力を決定した。

(3) 減衰ネットの再現方法

スロッシングの低減を目的とする減衰ネットは、設置位置に式(2)の抵抗力を Navier-Stokes 方程式に付加することで再現した。

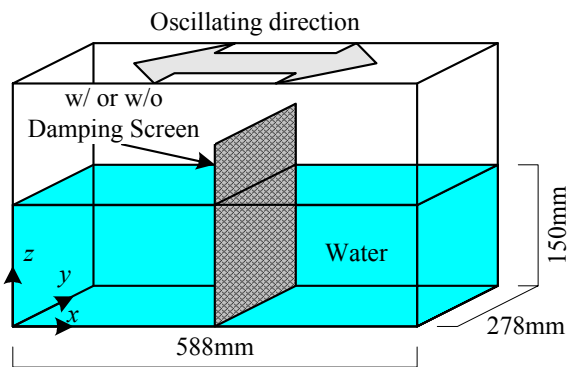


図-1 対象とした矩形水槽

表-1 計算方法ならびに計算条件概要

| 空間差分 | 移流項 3次風上 (UTOPIA) その他 2次中心 |
|-------------|---|
| 時間進行法 | Adams-Bashforth法 |
| 計算アルゴリズム | HSMAC法 |
| 乱流モデル | 標準 Smagorinsky Model ($C_s=0.10$) |
| 計算領域 [mm] | $x \times y \times z = 588 \times 139 \times 200$ |
| 計算格子数 | $N_x \times N_y \times N_z = 101 \times 21 \times 51$ |
| 格子幅 [mm] | $dx=5.88, dy=6.95, dz=4.00$ |
| 計算時間 [sec.] | $T=300$ |
| 時間間隔 [sec.] | $\Delta t=5.0 \times 10^{-4}$ |
| 壁面境界条件 | Non slip |
| 加振振幅 [mm] | $a=0.2$ |
| 加振振動数 [Hz] | $f_0=0.833, 0.928, 0.937, 0.943, 1.000$ |
| ネット抵抗係数 | $K=0.58$ |
| 計算ケース | Case1: without Net, Case2: with Net |

$$F_i = K \cdot \left(\frac{A}{2L^3} \right) \cdot u_i \sqrt{u_j^2} \quad (2)$$

F_i : i 方向抵抗力, K : 抵抗係数, A : ネット面積, L^3 : ネット位置の体積, $u_i(u_j)$: $i(j)$ 方向流速 ($i(j)=1:x$ 方向, $i(j)=2:y$ 方向, $i(j)=3:z$ 方向)

ネットの抵抗係数 K は下式⁴⁾により算出した。ここで開口率 $\beta=0.683$, $d=0.55\text{mm}$, $l=3.17\text{mm}$ とした。

$$K = 6 \cdot (1-\beta) \cdot \beta^{-2} \cdot \text{Re}^{-1/3}, \quad \text{Re} = \frac{ud}{\nu} \quad (3)$$

β : 開口率 ($= (1-d/l)^2$, d : 線径, l : 間隔), u : 流速, ν : 動粘性係数

4. 計算結果

加振振動数と波高振幅の関係を図-3に示す。図中には検証実験の結果も付記する。また縦軸の波高振幅は加振振幅で除した値である。減衰ネットがない場合、計算で求めた共振時の波高振幅は実験結果とよい対応をしている。共振振動数に差異が認められるがその差は約1%(実験値 $f_0=0.934\text{Hz}$, 計算値 $f_0=0.928\text{Hz}$)と極めてわずかな違いである。減衰ネットがある場合には共振振動数付近で計算と実験で減衰ネットの効果に差異があり、計算による波高振幅は実験結果より大きくなっている。これは抵抗力を表す(3)式における流速を計算ではネット内の流

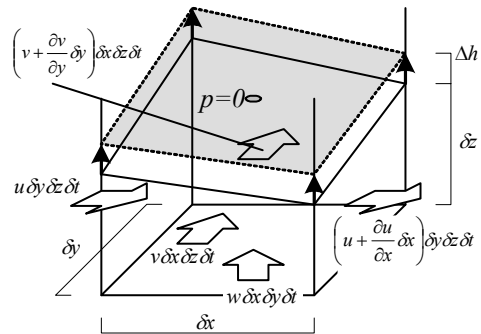


図-2 自由液面変位と速度Fluxの関係

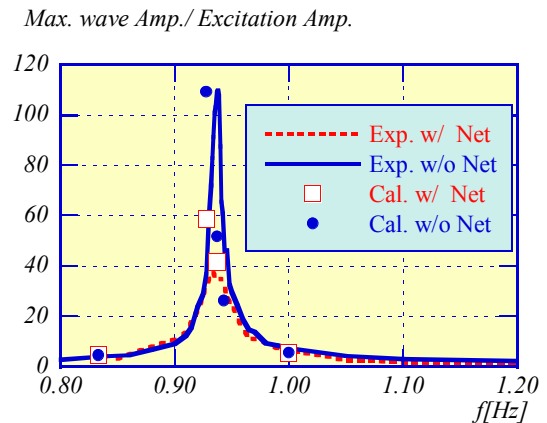


図-3 加振振動数と波高の関係

速を用いており、抵抗係数 K の定義時の流速とは異なるためと考えられる。

水槽端部の波高自由振動波形を図-4に示す。実験値の自由振動波形は正側の振幅のほうが負側の振幅より若干大きくなるが、その傾向は計算結果でも再現されている。減衰定数に着目すると、減衰ネットがない場合においても計算値のほうが実験値よりも小さい。しかしその差異は極めてわずかである。減衰ネットがある場合には減衰定数の差異は減衰ネットがある場合よりもその差異が大きくなっているが、その原因は前述のとおり、抵抗定数 K の定義の違いと考えられる。

微小振幅波の波動理論による2次元流の速度ポテンシャル ϕ と流れ関数 ψ は以下のとおりとなる。

$$\phi = -\frac{ga}{\omega} \cdot \frac{\cosh\{k(z+h)\}}{\cosh(k \cdot h)} \cdot \cos(k \cdot x) \cdot \cos(\omega \cdot t + \varepsilon) \quad (4)$$

$$\psi = \frac{ga}{\omega} \cdot \frac{\sinh\{k(z+h)\}}{\cosh(k \cdot h)} \cdot \sin(k \cdot x) \cdot \cos(\omega \cdot t + \varepsilon) \quad (5)$$

k : 波数 ($=2\pi/\lambda$, λ : 波長), ε : 位相差, t : 時間, a : 振幅
 h : 水深, ω : 固有角振動数 ($=2\pi f_0$, f_0 : 固有振動数)

流れ方向流速(u 成分)ならびに鉛直方向流速(w 成分)は速度ポテンシャル ϕ と流れ関数 ψ をそれぞれ流れ方向

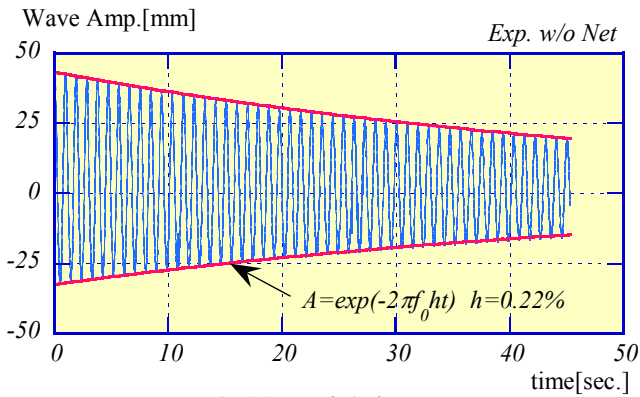
(x 方向)で微分すれば求まる。各方向の流速を式(6), 式(7)に示す。

$$u = k \frac{ga}{\omega} \cdot \frac{\cosh\{k(z+h)\}}{\cosh(k \cdot h)} \cdot \sin(k \cdot x) \cdot \cos(\omega \cdot t + \varepsilon) \quad (6)$$

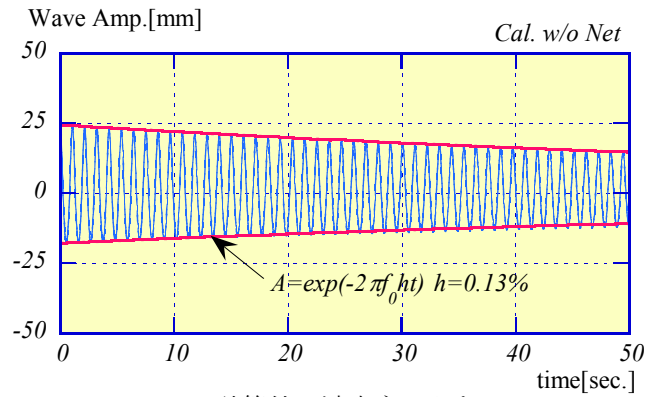
$$w = k \frac{ga}{\omega} \cdot \frac{\sinh\{k(z+h)\}}{\cosh(k \cdot h)} \cdot \cos(k \cdot x) \cdot \cos(\omega \cdot t + \varepsilon) \quad (7)$$

u 成分の流速が最大となる時の水槽中央部における流速の高さ方向分布を図-5に示す。図-5(a)には式(6)で求めた流速も付記する。このとき、中央部における流速最大の場合を想定しているため、 $kx=\pi/2$, $\omega t+\varepsilon=0$ とし、振幅 a は計算値(正側の振幅とし、それぞれ減衰ネットなしの場合 $a=24.4\text{mm}$, 減衰ネットありの場合 $a=13.2\text{mm}$)を用いた。計算による流速の u 成分の鉛直分布は、式(7)の分布と定量的にも定性的にもおおむね良い一致を示している。特に減衰ネットがある場合においても良い一致を示している。この結果により、矩形水槽のスロッシング流速は、減衰ネットの有無に関わらず、最大波高から式(6)を用いることにより流速分布を把握できることが確認された。

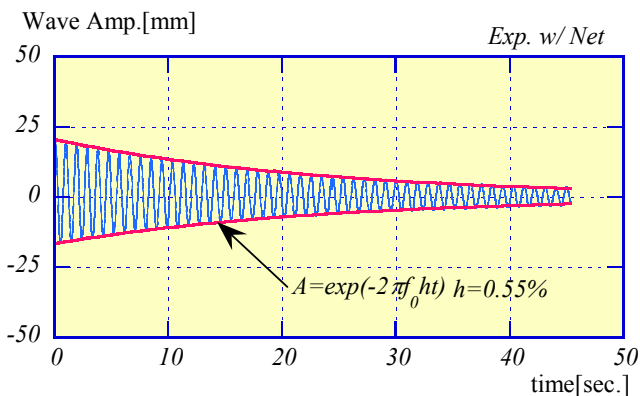
共振時における水槽内の流速ベクトルと自由液面を図-6に示す。波高振幅がほとんど0のときに流速が高くなり、流速が最大となる場所は中央部液面付近である。



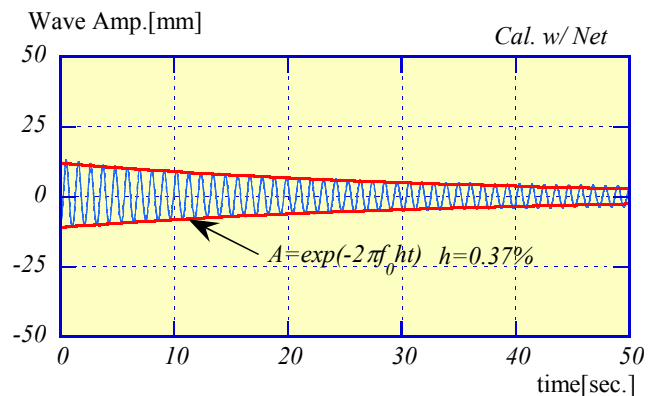
(a) 実験値 減衰ネットなし



(c) 計算値 減衰ネットなし



(b) 実験値 減衰ネットあり



(d) 計算値 減衰ネットあり

図-4 水槽端部波高の自由振動波形

これは微小振幅を仮定した波動理論による解(式(6),式(7))と定性的に等しい。しかし、底面付近等他の場所でも流速が高くなっている。また波高振幅が最大となる場合にはいずれの場所においても流速が低くなるが、一様に低くなるのではなく場所により流速に差異があることが分かる。これらの水槽内の詳細な性状は理論解では得ることはできない。

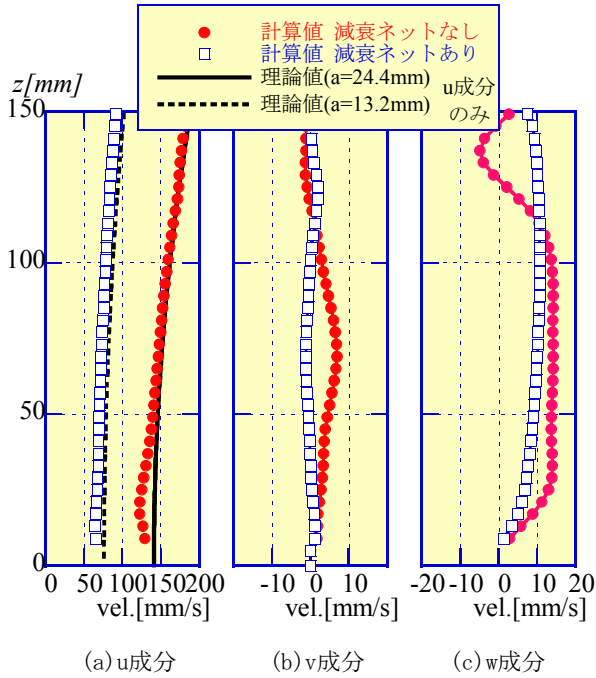


図-5 流速最大時の水槽中心位置での流速分布

5. おわりに

本論文では、自由液面を有する矩形水槽内のスロッシングをLESにより再現した。計算結果は検証実験結果とおおむね良い一致を示し、本研究で採用した自由液面計算法のスロッシング現象への適用の妥当性が確認された。水槽内の流速は、減衰ネットの有無に関わらず、最大波高から微小振幅波の波動理論に基づき予測することができる。また数値流体計算を行うことにより、水槽内の流れの詳細な観察が可能となった。

謝辞：本研究を行うにあたり神戸大学中山昭彦教授よりご指導頂いた。記して謝意を表します。

参考文献

- 1) M. Sussman, E. Smereka, S. Osher : A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow, J. Comp. Phys., 114, pp.146-159, 1994
- 2) C. W. Hirt and B. D. Nichols: Volume of Afluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, J. of Comp. Phys. Vol. 39, pp.201-225, 1981
- 3) 中山昭彦, 江田智行, 松村友宏: 修正 HSMAC 法による開水路乱流のLES, 水工学論文集, Vol.49, pp.661-666, 2005.
- 4) 技術資料 管路・ダクトの流体抵抗: 日本機械学会, p.112

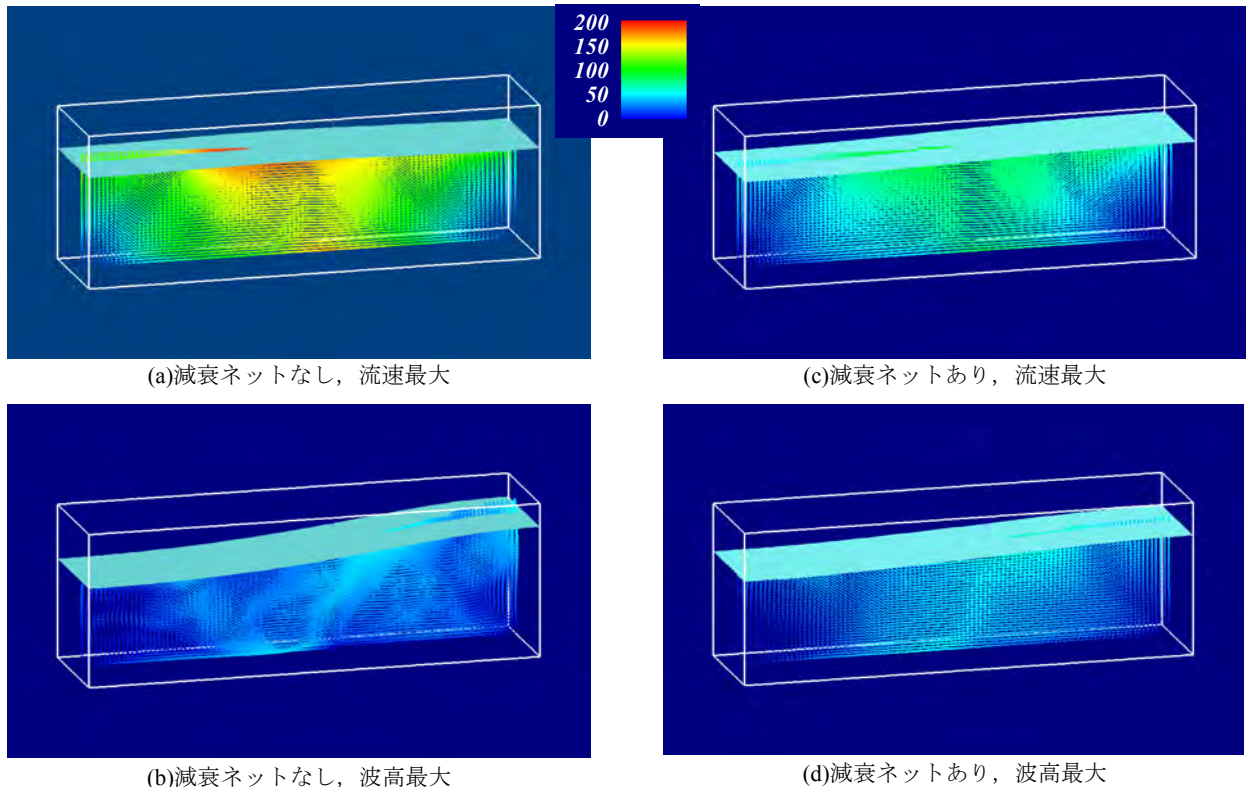


図-6 自由水面変位と流速ベクトル