数値流体計算によるスロッシングの基礎現象と可視化*

鈴木 正己¹⁾, 坂井 良夫²⁾

Flow Visualization and Fundamental Phenomena of Sloshing Using Computational Fluid Dynamics

Masami SUZUKI and Yoshio SAKAI

ABSTRACT

Based on the Navier-Stokes equation, a numerical method is presented to simulate sloshing phenomena in a rectangular tank which is oscillated horizontally. A computational code is composed of the finite volume method using curve-linear boundary fitted coordinates, and the solution is solved by SIMPLE algorithm. In the numerical simulations with small water depths, the progressive waves with the beat are observed, and the surface displacement shows nonlinear responses. Numerical results are in good agreement with experiments, so the applicability of this code is shown. It is attempted to make clear understand the flow inside the sloshing tank using computer graphics and computational fluid dynamics. The flows are drawn by the velocity vectors, the streamlines, the color contour of pressure, and the vorticity using OpenGL. The streamlines are drawn by both stream function and the line integral convolution (LIC) method.

Keywords: Flow visualization, Sloshing, Computational Fluid Dynamics, Fluid Vibration, LIC

1. 緒 言

自由表面を有する液体容器内には液面動揺, すなわち, スロッシングが生じることは日常よく見かける現象である。地震による石油, 液化ガスのタンクや貯水槽内の動揺対策¹⁾, LNG タンカーのタンク内動揺に対する水撃対策^{2), 3)}などは従来からスロッシングに関する重要な研究課題として数多くの取り組みがなされている。また, 防振を中心にした研究から積極的にスロッシングの共振現象を利用した Tuned Liquid Damper 制振方法のように, 風により生じる超高層ビルやタワーなどの揺れを低減させる方法⁴⁾や浮体の動揺低減方法⁵⁾への利用や研究などもなされている。これら液体容器内のスロッシングに関する研究は実験および数値解析を駆使しながら精力的に実施されている。

スロッシングの基礎的な研究として, 葉山ら⁶⁾は 2 次元矩形容器に関する非線形応答を扱い, 深い水深ではソフトスプリング形の特性を示し, 浅くなるにつれてハードスプリング形の特性に変化することや加振振動数を変化させる過程でジャンプ現象やヒステリシス現象が生じること

を示している。Faltinsen らも 2 次元⁷⁾や 3 次元矩形容器⁸⁾⁻¹¹⁾について理論的な解析を行っており, 3 次元容器では平面波, 矩形状波, 旋回波, カオス状態が起こることを示し, それぞれの発生領域についても表している。また, 清水・葉山¹²⁾は浅水波理論による数値計算を行い, 1 次の共振周波数付近に現れる高次モードのジャンプ現象を捉えたとともに実験結果とも良い一致を得ている。ただし, 浅水波理論はオイラー方程式を扱っていることから, 実験から推定した減衰係数を用いて数値計算がなされている。浅水波理論は水深方向の変化を扱わず, 水槽幅方向の変化のみを扱う 1 次元計算であるため, 水深方向も考慮した 2 次元的な流場は扱えない。このため, スロッシング内の詳細な流動現象を把握するには Navier-Stokes 方程式による粘性計算が必要となる。

数値流体計算による研究の多くは砕波やそれによる衝撃圧, それらの波面に関心が注がれ, 内部の流れ場やここで扱うような基礎的な現象について理論解析のように力が注がれる例は少ない。本研究はスロッシングの基礎的な現象について, 砕波などの生じない比較的小振幅の 2 次元矩形スロッシングを数値粘性流体解析により扱い, 本数値解析コードの予測精度の検証および種々の可視化方法による詳細で分かりやすい現象把握を行う。本研究の特徴として, 収束解が得られる 400~2000 周期に至るまで徹底した長時間の計算を実施していることである。また, 乱流モデルの有無による影響やレイノルズ数影響を調べると

* 原稿受付 2010 年 7 月 5 日

1) 正会員 東京大学大学院 工学系研究科 (〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1, E-mail: wells@mech.t.u-tokyo.ac.jp)

2) 非会員 東京大学大学院 工学系研究科

ともに、加振速度と加振力や加振エネルギー、水面変位振幅の関係についても位相の観点から考察を行っている。

2. 数値流体解析

スロッシング現象は連続の式と Navier-Stokes 方程式

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla \left(\frac{p}{\rho} + gz \right) + \nu \nabla^2 \mathbf{V} - \frac{d^2 \mathbf{X}}{dt^2} \quad (2)$$

が自由表面の運動学的条件と動力学的条件を満たすように解かれる。ここで、 $\mathbf{V}$ は速度、 p は圧力、 ρ は液体の密度、 g は重力加速度、 ν は液体の動粘度、 $\mathbf{X}$ は容器への加振変位を表している。自由表面での運動学的条件は、

$$\frac{D(z - \eta)}{Dt} = 0 \quad (3)$$

で与えられ、自由表面の動力学的条件は粘性応力を無視し、大気圧 p_0 と表面張力 σ を与えた、

$$p|_{z=\eta} = p_0 - \frac{\sigma \eta_{xx}}{(1 + \eta_x^2)^{3/2}} \quad (4)$$

で表している。ここで、 D/Dt は実質微分、 η は自由表面の z 座標を表し、下添え字の x は x 方向の偏微分を表している。

ここで扱うスロッシングは、砕波などを生じず波形勾配が比較的緩やかな状態を対象としているため、水面の予測精度が高い一般座標系による移動境界格子を採用している。通常波浪問題を解くには、SMAC 法¹³⁾、SOLA 法³⁾などの MAC 法系統の陽解法、CIP 法¹⁴⁾や格子を必要としない SPH 法⁵⁾などが多く用いられている。砕波などが生じる領域ではデカルト座標格子を用いることが多く、自由表面の捕獲には Irregular-Star 法³⁾、Level-Set 法¹⁵⁾や VOF 法²⁾などが用いられている。しかし、陽解法は壁面付近などの細かな格子幅に対してクーラン数の関係から非常に小さな時間刻みが要求され、境界層を表現するために配置された細かな格子には陰解法が有利となる。本研究では時間刻みを大きくし計算量の軽減を目指し、陰解法である SIMPLE 法¹⁶⁾を用いている。また、乱流モデルは Launder-Sharma の低レイノルズ数型 $k - \varepsilon$ モデル¹⁷⁾を導入し用いている。これらは粘性散逸による減衰を適切に扱うために効果的と考えている。

3. 矩形容器と計算格子

図 1 は数値計算に用いた座標系と計算格子を表している。清水ら¹²⁾により実施された実験結果と計算結果を比較検討するため、実験に合わせて矩形容器長 $L=1\text{m}$ とし、水深 h は 0.05m , 0.10m , 0.15m について計算を実施している。なお、実験容器の幅は 0.10m である。容器の加振振幅は $A=2.5\text{mm}$ で、式 (2) 中の加振変位は $X=A \cos \omega t$ で与えられている。自由振動における 1 次の固有周期 T_1 は水深 $h=0.05\text{m}$, 0.10m , 0.15m に対して、それぞれ 2.86s , 2.05s ,

1.70s である。計算格子は一般座標系による移動境界格子であり、水面変位に対応させて垂直方向のみに格子を変形させ、壁面および水面に格子を集中させている。表 1 にそれぞれの格子点数 $N_x \times N_z$ と側壁 dx/L 、水面 dz_F/L 、底面 dz_B/L の格子幅と時間刻み dt/T が表されている。ここに T は加振周期である。

Fig.1 Calculation grid and coordinate system.

Table 1. Number of grids and mesh sizes near boundary.

h/L	0.05	0.1	0.15
$N_x \times N_z$	213×46	85×46	85×46
dx/L	0.001	0.001	0.001
dz_F/L	0.00125	0.002	0.002
dz_B/L	0.0001	0.0001	0.0001
dt/T	0.002	0.002	0.0025

4. 数値計算と実験結果の比較

4.1 初期過渡応答

容器側壁の液面変位について初期過渡応答の計算結果を清水らの実験結果と比較し、計算精度の検証を行う。容器を水平加振すると基本的には非対称モード、すなわち、奇数モードで共振が現れる。線形波の角周波数 ω と波数 k の関係は

$$\omega_n^2 = kg \tanh kh; \quad k = 2\pi/\lambda; \quad \lambda = 2L/n \quad (5)$$

で表され、1 次モードは $\lambda=2L$ となる。このときの角周波数を ω_1 で表す。図 2 は水深比 $h/L=0.05$ の 1 次モードと 3 次モード、 $h/L=0.15$ の 1 次モードについて数値計算と実験結果を比較している。各波形の振幅に多少の差異はあるものの、波形形状の遷移過程や水深比が大きい $h/L=0.15$ に生じるうなり現象などは実験と定性的な一致を示している。水深が浅い $h/L=0.05$ のような浅水波の状態では孤立波が生じ、波形は鋭いスパイク状となって現れている。水深比 $h/L=0.05$ の計算結果は 5 周期目までは、良く一致しているが、実験結果には顕著なうなりが見られない。全体として、計算結果の振幅は実験結果に比較して大きく、粘性散逸による減衰が小さく現れている。この一因として、本解析が 2 次元計算であるため、前後の壁による粘性損失

Fig.2 Initial transient responses of wave elevation at left side wall.

が加味されていないことが挙げられる。なお、4.4 節の共振応答で後述するが、うなりが消え、定常状態に達した $h/L=0.10$ や $h/L=0.15$ の振幅は実験結果と良く一致していることを考えると、ここに現れるうなりは過渡的に生じるもので時間とともに減衰し消滅する現象であるため、4.4 節に示す定常状態の予測よりも難しい課題となっており、うなりを正確に捕らえるためには粘性散逸による減衰効果をより適切に取り扱うことが必要と考えられる。ただし、4.6 節に示すように乱流モデルの有無による影響はほとんどなく、これらについては今後、3次元計算の実施により水槽の前後壁などの3次元影響について検討することで対応する予定である。また、実験にも誤差は存在することから、より詳細な検討には実験条件の微妙な違いによる影響なども把握することが必要と考えられる。

4.2 うなり現象

加振により、初期波形にはうなりが現れ、時間とともにうなりの振幅が減少し、定常な周期波形となる。減衰器がないため、波形の減衰には長い時間を要し、水深比が大きいほど減衰に時間が必要である。図3は1次共振モードについてうなりの減衰過程を水深比 $h/L=0.05$ 、 $h/L=0.10$ 、 $h/L=0.15$ について表している。水深比が $h/L=0.15$ では、1,000 周期でもまだ、うなりが確認されるなど、定常状態における振幅の評価には長い計算時間を必要とした。これに対して、水深比が小さい $h/L=0.05$ の1次共振モードでは150 周期程度でうなりが消えて定常状態となっている。この水深比では、うなり波形も不規則で滑らかに変化していないが、水深比が大きくなり、 $h/L=0.10$ 、 $h/L=0.15$ にな

ると滑らかな減衰波形へと変化していく。

Fig.3 Transient beat responses of wave elevation at left side wall.

4.3 自由振動における非対称モード共振応答

線形理論から得られるスロッシングの自由振動は式(5)の関係で表される。対象にしている水平加振によるスロッシングは、非対称モード(奇数モード)の共振応答であり、式(5)で表される奇数モードの固有振動を表2に示す。表2に示すように固有振動は1次の基本周波数を基準にした整数倍の周波数のみに生じるのではなく、スロッシン

グでは基本周波数の付近にも現れ、水深が浅くなるにつれて、この傾向は ($h/L=0.05$ のように) 顕著に現れるようになる。

Table 2. Free natural vibration of asymmetric mode for linear water wave.

$$\omega_n^2 = kg \tanh kh; k = 2\pi/\lambda; \lambda = 2L/n; L = 1m$$

h/L	0.05	0.10	0.15
$\omega_1(1/s)$	2.191	3.061	3.679
$T_1(s)$	2.867	2.052	1.707

n -th mode	$\lambda=2L/n$	$(\omega_n/\omega_1)/n$		
			$h/L=0.05$	$=0.10$	$=0.15$
1	$2L/1$	1.000	1.000	1.000
3	$2L/3$	0.969	0.898	0.821
5	$2L/5$	0.917	0.776	0.668
7	$2L/7$	0.856	0.676	0.579

4.4 共振応答

スロッシングの過渡応答時にはうなりが現れ、数百～数千周期の後にうなりが減衰し、振幅が一定の定常状態に至る。図4～6は水深比 $h/L=0.05$, $h/L=0.10$, $h/L=0.15$ について線形波における自由振動の1次固有角周波数を基準にした定常状態における側壁の液面変位振幅を示している。なお、非線形であることから振幅は正と負で異なるため、正側と負側の振幅を区別して表している。数値計算は200,000時間ステップまで実施しており、これは $h/L=0.10$ 以下では400周期、 $h/L=0.15$ は500周期の計算になっている。

液面変位振幅が大きくなると非線形性が強くなり、対象が $h/L=0.15$ 以下と小さな水深比であるため、ハードスプリング形非線形特性が現れ、共振周波数も線形波よりも大きな値となっており、図4の1次モードでは線形波の $\omega/\omega_1=1.06$ 倍の周波数となっている。高次共振モードは水深比が小さいほど現れやすく、図4の $h/L=0.05$ では実験が1次 ($\omega/\omega_1=1.06$)、3次 ($\omega/\omega_1=1.01$)、5次 ($\omega/\omega_1=0.96$)、数値計算が1次 ($\omega/\omega_1=1.07$)、3次 ($\omega/\omega_1=1.01$)、5次 ($\omega/\omega_1=0.97$)、7次 ($\omega/\omega_1=0.94$) と7次の共振モードまで捕らえており、計算結果はこれらの共振点について実験結果とも良く一致している。 $\omega/\omega_1=1.02$ 以上の周波数で計算による振幅は実験結果よりも大きく現れており、水槽前後壁面での粘性散逸による減衰効果が2次元計算のため加味されておらず、3次元計算による確認も必要と考えている。ここで、 $\omega/\omega_1=0.98, 1.02$ の周波数については計算途中で急な波形勾配が生じる部分が現れ、計算の破綻により結果は得られていない。更に水深比が深い図5、図6の計算結果は実験結果とより良く一致するようになる。また、高次共振モードは捕えづらくなり、3次モードまでの確認

にとどまっている。また、図6の $\omega/\omega_1=1.04$ の周波数についても計算の破綻により結果は得られていない。

Fig.4 Resonant response: amplitude of wave elevation at left side wall for $h/L=0.05$.

Fig.5 Resonant response: amplitude of wave elevation at left side wall for $h/L=0.10$.

Fig.6 Resonant response: amplitude of wave elevation at left side wall for $h/L=0.15$.

4.5 高次共振応答

図7は最も浅い水深比 $h/L=0.05$ について数値計算により得られた高次共振応答の1次から7次モードの時系列波形を2周期分示している。波形は1次から7次モードにかけて1周期に1波から4波が現れ、1次モードでは孤立

波が生成されており、スパイク状の鋭い波形が1周期に一
波、現れている。高次モードの波形はスパイク状の波形が
連続した一塊となって現れた後、フラットな波形となって
進行する様子が見られる。この後、 $h/L=0.10$ 、 $h/L=0.15$ と
水深が深くなるにつれて、波形は徐々に緩やかに変化する
ようになるとともに、明確な高次共振モードが捕らえづら
くなり、3次モードの共振振幅も1次モードに比較して非
常に小さくなっていく。

Fig.7 Higher-order resonant modes: wave elevation at left side wall for $h/L=0.05$.

Fig.8 Higher-order resonant modes: wave elevation for $h/L=0.05$.

図8から図10は水深比 $h/L=0.05$ から $h/L=0.15$ の数値計
算結果を示しており、半周期分、5波で1/10周期毎の空
間波形の時間変化を表している。各図の上段には自由振動
による固有振動波形が参考として示されている。図8は水
深比 $h/L=0.05$ について、1次から7次の非対称共振モー
ドを表している。図9は水深比 $h/L=0.10$ について、1次
と3次の共振モードを表している。水深比 $h/L=0.05$ の図
8と比較して波形変化は緩やかになってきている。図10
は水深比 $h/L=0.15$ について、1次共振モード、3次共振
モードを表している。水深が深くなるにつれて自由振動波
形に近づいているが、孤立波の性質がまだ多少残っており、
波形が左右に進行する様子も観察される。

Fig.9 Higher-order resonant modes: wave elevation for $h/L=0.10$.

Fig.10 Higher-order resonant modes: wave elevation for $h/L=0.15$.

4.6 乱流モデルの有無およびレイノルズ数影響

乱流モデルの有無による影響の例として、水深比
 $h/L=0.10$ で、 $\omega/\omega_1=1.03$ 、 $\omega/\omega_1=1.06$ 、水深比 $h/L=0.15$ で、

$\omega/\omega_1=1.02$ の 3 状態について乱流モデルの有無について検討を行っている。うなりが無くなり、振動がほぼ収束する 400 周期までの結果を比較しても違いを識別できない程、側壁波形は双方良く重なっている。

水深比 $h/L=0.10$, $\omega/\omega_1=1.03$ を例に、基本レイノルズ数 (実験レイノルズ数) を 100 倍と 1000 倍にした 2 つの結果を比較すると 40 周期程度までの波形は良く重なり合っている。40 周期以降、徐々に波形に違いが現れるようになり、100~800 周期付近の間で顕著な違い (最大振幅の 3%, うなりの位相差は 2 周期) が現れ、その後、違いは減少し、うなりがなくなる 1400 周期後から波形は識別できないほど良く重なるようになる。この収束時の振幅は 0.0467 (正側), -0.0108 (負側) となっている。これは基本レイノルズ数の結果 0.0475 (正側), -0.0113 (負側) に比べて小さく、粘性影響が小さくなるに連れて収束解の振幅が小さくなっており、予想に反して逆の傾向が現れている点で興味深い現象といえる。これらの結果は通常のスロッシングはレイノルズ数が高く、非粘性としての扱いでも良く予測できる現象であることを裏付けており、基本レイノルズ数の 100 倍以上のレイノルズ数では非粘性における波形をほぼ表していると考えられる。

4.7 共振状態でのエネルギー授受と位相関係

共振現象において容器の加振速度と加振力や水面変位との位相関係は非常に重要と考えるが、これらについて十分な議論はなされていないようである。ここでは、 $h/L=0.05$ の最大共振振動数 $\omega/\omega_1=1.07$ を例に、共振現象と位相の関係について示すことにする。加振速度と加振力が同位相になるとき容器内の液体には外部からエネルギーが最も供給されるため液体の動揺が激しくなり、逆位相では逆に液体からエネルギーが抽出されて動揺は減衰する。このため、スロッシングの振幅は位相関係により変化し、これによりうなりが生じることになる。ここではスロッシング液体のエネルギーは流体の持つ全エネルギーを液体の体積全体にわたって積分した

$$E = \int_V (p + 0.5\rho u^2 + \rho g z) dV \quad (6)$$

で表すことにする。

図 11 は加振時から 60 周期目までの側壁振幅 η , 加振入力 P_w とスロッシング液体が保有するエネルギー E の初期応答を表している。ここで、 P_w , E については瞬時値とともに 1 周期平均した移動平均値も示されている。側壁振幅には加振直後に 15 周期を 1 周期とするうなりが生じ、このうなりは時間とともに減衰して、200 周期後には消滅し一定振幅の波形に収束する。加振力は 18 周期目付近で最大となり、液体が保有するエネルギーは加振入力よりも多少位相が遅れて 21 周期目付近で最大となる。その後減少に転じて、加振力は 26 周期目で最小となっている。この加振動力は負の値であるため、スロッシング液体からはエネルギーが吸収され、水面変位の振幅は減衰し、液

体が保有するエネルギーも減少して 32 周期目付近で最小になる。これらを繰り返しながら、うなりの振幅が減衰し、振幅が一定の収束状態に落ち着くこととなる。図 12 は図 11 の応答を容器への加振速度 u と加振力 f との位相関係について示したものである。加振入力が正および負となる領域を含むように 10 周期から 30 周期の間を表している。16.75 周期目で同位相となり図 11 の加振力は最大となっている。25 周期目付近では加振力は加振速度に比較して、0.3 周期程度の位相遅れを生じ、液体からエネルギーを吸収するため、図 11 の加振力は負となっている。

図には表していないが、収束状態では加振力が加振速度よりも 0.2 周期程度位相が遅れることにより、粘性により消費される流体エネルギー分を外部から供給することで、共振状態での振幅が維持されていることがわかる。1 周期平均の最大入力値は 0.0013, 収束時の平均入力値は 0.0003 となり、1 周期平均の最大入力値は収束時の 4 倍、液体が有する 1 周期平均の最大エネルギーは 0.0048, 収束時 0.0026 であり、過渡応答時は収束時の最大約 2 倍の 1 周期平均エネルギーを保有することになる。このようにスロッシングにおける位相関係は現象を把握する上で非常に重要となっている。

Fig.11 Wave elevation, input power and liquid energy for $h/L=0.05$, $\omega/\omega_1=1.07$.

Fig.12 Exciting velocity and force for $h/L=0.05$, $\omega/\omega_1=1.07$.

5. 可視化による現象把握

前章までに、実験との比較によって計算結果の定量的な妥当性の確認が行われた。この結果に基づくより詳細な現象把握のため、流れとスロッシングの関連について可視化

Fig.13 Streamline expressed by LIC method for $h/L=0.05$.

(a) Streamline expressed by LIC method

(b) Streamline expressed by stream function of $d\psi/UL=0.0002$, Pressure by expressed by color contour, and velocity vector.

(c) Streamline expressed by stream function of $d\psi/UL=0.0002$ and vorticity expressed by color contour, and velocity vector.

Fig.14 Streamline expressed by LIC method for $h/L=0.15$, 1st mode, $\omega/\omega_l=1.03$

を通して考察を行う。

図 13 は特に興味深い高次モードの共振現象を描画しており、共振モードによる流れや生成される渦を LIC(Line Integral Convolution)法¹⁸⁾により表現している。LIC 法による描画によって詳細な流線が模擬され、水深比 $h/L=0.05$ について 1 次から 7 次の非対称共振モードの波動の変化が確認できる。水面波形は緩やかではあるが流体には大

きく複雑な渦が生成され、励振により加えられたエネルギーがこれらの渦により消費されている。また、渦は峰部分ではなく、比較的平坦な箇所に多く生成されていることがわかる。

図 14 は上段から (a) LIC 法による流線、(b) 速度ベクトル、等流れ関数線を用いた流線、圧力のカラーコンター、(c) 速度ベクトル、等流れ関数線を用いた流線、渦度のカ

ラーコンターを用いて表している。ここに示した圧力は静水圧を付加した形式 $p + \rho g z$ で表しており、青色から赤色にかけて圧力が高くなるように描画している。また、渦度は緑色から赤色にかけては反時計回り、緑色から青色は時計回りを表し、色で渦度の強さを表している。図中の数値は無次元量であり、 $U=L/T$ を代表速度として圧力、流れ関数、渦度は $(p + \rho g z)/\rho U^2$, ψ/UL , $rot\ v/(U/L)$ のように無次元化されている。これら 3 つの表現で LIC 法は最も詳細な渦や流れを描画できており、緩やかな波形変化にもかかわらず複雑な流れ場が誘起されていることがわかる。これに対して、等流れ関数線による流線は粗密の割合により速度の分布を把握できるなどの特徴を有しているが、流速が速い箇所は密になり、遅い箇所は極端に粗くなるため、全域にわたって LIC 法のように均一な流れ場を得ることが難しい。渦度は流体粒子の回転を表しているが、渦と渦度は異なり、例えば、クエット流れは純粋なせん断流であり、渦度は生じるが渦は存在しない。また、自由渦では中心の特異点を除き、渦度は存在しないなど、渦と渦度の区別には十分な注意が必要である。図 14-(c) では壁面付近の薄い境界層部分に最も強い渦度(最大=380, 最小=-91)が現れるため、渦を把握するためにはこの付近を除いて考えることが必要となる。これらの類似性や違いが図 14-(a) と (c) に現れている。

6. 結 言

数値流体計算による 2 次元矩形スロッシング現象の解析がなされ、実験結果とも良く一致し、数値計算の妥当性が確認された。これらを踏まえて、現象の可視化を行うことにより、小さな水深比 $h/L=0.05$ では孤立波が誘起され、緩やかな波形変化にもかかわらず複雑な流れが生じることが、LIC 法による流線の描画により示された。このように、数値流体計算は実験で得られない、詳細な流れ場を表現することが可能であり、可視化とともに有効な解析方法であるといえる。また、加振速度と加振力や加振エネルギー、水面変位振幅との関係についても位相の観点から考察を行い、その重要性を示した。

なお、本研究は科学研究費補助金(21500095)の助成により実施されたことを記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 吉田聖一, 関根和喜, 光田司: シングルデッキ形浮屋根式円筒タンクのスロッシング特性(動液圧モードと浮屋根強度モード), 日本機械学会論文集(C), Vol. 75, No. 750 (2009) pp. 318-326.
- Lee, D.H., Kim, M.H., Kwon, S.H., Kim, J.W., Lee, Y.B.: A parametric sensitivity study on LNG tank sloshing loads by numerical simulations, Ocean Engineering, Vol. 34 (2007), pp. 3-9.
- Kim, Y., Shin, Y.S., Lee K.H.: Numerical study on slosh-induced impact pressures on three-dimensional prismatic tanks, Applied Ocean Research, Vol. 26 (2004) pp. 213-226.
- Fujino, Y., Sun, L., Pacheco, B.M., Chaiseri, P.: Tuned liquid damper (TLD) for suppressing horizontal motion of structures, J. Engrg. Mech., 118 (1992) pp. 2017-2030.
- Iglesias, A.S., Rojas, L.P., Rodríguez, R.Z.: Simulation of anti-roll tanks and sloshing type problems with smoothed particle hydrodynamics, Ocean Engineering, Vol. 31 (2004) pp. 1169-1192.
- 葉山眞治, 有賀敬治, 渡辺辰郎: 長方形容器におけるスロッシングの非線形応答(第1報, 液面変位の共振応答), 日本機械学会論文集(C), Vol. 49, No. 437 (1983) pp. 22-30.
- Faltinsen, O.M. Rognbakke, O.F., Lukovsky, I.A., Timokha, A.N.: Multidimensional modal analysis of nonlinear sloshing in a rectangular tank with finite water depth, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 407 (2000) pp. 201-234.
- Faltinsen, O.M. Rognbakke, O.F., Timokha, A.N.: Resonant three-dimensional nonlinear sloshing in a square-base basin, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 487 (2003) pp. 1-42.
- Faltinsen, O.M. Rognbakke, O.F., Timokha, A.N.: Resonant three-dimensional nonlinear sloshing in a square-base basin. Part 2. Effect of higher modes, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 523 (2005) pp. 199-218.
- Faltinsen, O.M. Rognbakke, O.F., Timokha, A.N.: Resonant three-dimensional nonlinear sloshing in a square-base basin. Part 3. Base ratio perturbations, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 551 (2006) pp. 93-116.
- Faltinsen, O.M. Rognbakke, O.F., Timokha, A.N.: Classification of three-dimensional nonlinear sloshing in a square-base tank with finite depth, Journal of Fluids and Structures, Vol. 20 (2005) pp. 81-103.
- 清水隆・葉山眞治: 浅水波理論を応用したスロッシングの非線形応答(第1報, 基礎式の導出と長方形容器における非線形応答), 日本機械学会論文集(C), Vol. 53, No. 486 (1987) pp. 357-363.
- Kawasaki, K.: Numerical Method of Three-Dimensional Multiphase Flow Using CIP and Extended SMAC Methods, Proceedings of The 15th International Offshore and Polar Engineering Conference, Seoul, Korea (2005) pp. 267-273.
- Kishev, Z.R., Kashiwagi, M.: Numerical Simulation of Violent Sloshing by CIP Method with Experimental Validation, Proceedings of The 15th International Offshore and Polar Engineering Conference, Seoul, Korea (2005) pp. 274-281.
- Osher, S., Fedkiw, R.P.: Level Set Methods: An Overview and Some Recent Results, Journal of Computational Physics, Vol. 169 (2001) pp. 463-502.
- Patankar, S.V.: Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, New York (1980).
- Launder, B.E., Sharma, B.I.: Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc, Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 1, No. 2 (1974) pp. 131-138.
- Forssell, L.K., Cohen, S.D.: Using Line Integral Convolution for Flow Visualization: Curvilinear Grids, Variable-Speed Animation, and Unsteady Flows, IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics, Vol. 1, No. 2 (1995) pp. 133-141.