

固定屋根式タンクのスロッシング問題を対象とした SPH-FEM 連成解析

SPH-FEM coupling analysis for sloshing problem of a fixed roof tank

渡辺高志*, 登柳正夫**, 嶋村洋介***, 榎谷浩****

Takashi Watanabe, Masao Tonagi, Yosuke Shimamura, Hiroshi Masuya

* 博(工), (株)構造計画研究所, 防災・環境部 (〒164-0011 東京都中野区中央 4-5-3)

**修(理), (株)構造計画研究所, 防災・環境部 (〒164-0011 東京都中野区中央 4-5-3)

*** (株)構造計画研究所, 防災・環境部 (〒164-0011 東京都中野区中央 4-5-3)

****工博, 金沢大学教授, 理工研究域環境デザイン学系 (〒920-1192 石川県金沢市角間町)

Key Words: (FSI analysis, SPH Method, FEM, Sloshing, Seismic response analysis)

キーワード: 流体-構造連成解析, SPH 法, FEM, スロッシング, 地震応答解析

1. はじめに

地震時における液体貯槽の安全性検討においては、やや長周期成分により生じる液面揺動(スロッシング)や、短周期成分によって生じる液体と貯槽の連成振動(バルジング)の問題が知られている¹⁾。2003年十勝沖地震や2011年東北地方太平洋沖地震で発生した各種タンクの被害事例は記憶に新しい。

スロッシングによる動水圧は流動速度が小さいことからタンク壁体に与える影響は少ないが、貯槽全体に圧力変動をもたらし、タンクの転倒や浮き上がりなどを生じる可能性がある。特に大型タンクにおいて重要であり、タンク底面の浮き上がりや滑動に対しては地盤との相互作用を考慮した検討が必要となる。また、有限振幅域の液面揺動では屋根との衝突が考えられ、屋根構造の損傷や溢流の発生などの検討が必要である。一方で、加振により相対的に短周期振動する構造が液体と接することで生じるバルジングは、壁体近傍に大きな圧力変動を生じ、構造物に直接的な損傷を与える可能性が高いため、貯槽の耐震設計における重要性が古くから知られている²⁾。これらの現象は着目する周期が異なり、個別に検討されることが多いが、どちらも液体と構造物が共通の界面を持って振動する流体-構造連成問題である。

液体と構造を連成した検討は、ポテンシャル流体要素を用いた FEM 解析が広く用いられている。しかし、大地震時には有限振幅域の非線形スロッシングが生じ、液面揺動の最大振幅を計る上で液体の粘性を考慮することが重要であり、その適用性には限界がある。オイラー記述の解析手法を組み合わせ、大きな液面揺動を生じる問題に適用する方法も一般に採用されるが、液体と固体の物質界面の捕捉精度が問題となる。近年では、自由液

面を有する流れ問題にはラグランジュ記述の粒子法が有効であり、メッシュフリーであることや、特に液体と構造の界面を直接取り扱える点に優位性がある。

本研究では、粒子法の一つである SPH 法^{3,4)}を採用し、FEM メッシュ表面を直接壁境界として取り扱う手法を導入した。本手法は、著者らが自社開発した個別要素法および SPH 法による数値解析コード「DYBECS」に組み込んだ。そして、スロッシング実験と波高応答を比較することで、スロッシング問題に対する SPH 法の計算精度を確認した。また、同様に著者らが開発した地盤-構造物連成系のための 3次元動的非線形 FEM コード「NOLA」と連携させることで、固定屋根式円筒タンクに生じるスロッシングとバルジングの両方を同時に考慮する流体-構造連成問題に応用し、貯槽の地震応答解析に対する連成手法の適用性を検討した。

2. 数値解析手法

2.1. 貯槽内の液体の運動計算手法

液体運動の基礎方程式は連続の式と Navier-Stokes 方程式であり、ラグランジュ表記ではそれぞれ次式に示される。

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{F} \quad (2)$$

ここで、 ρ は流体の密度、 \mathbf{v} は速度、 P は圧力であり、 μ とは \mathbf{F} はそれぞれ粘度と重力項である。本研究では液体も固体運動と同様にラグランジュ表記で取扱い、SPH 法を用いて離散化する。SPH 法では次式で示されるように位置 \mathbf{x} における物理量 $\phi(\mathbf{x})$ を着目粒子 i の影響

半径内の粒子物理量の重み付け和として表現する.

$$\phi(\mathbf{x}) \approx \langle \phi_i \rangle = \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} \phi_j W(r_{ij}, h) \quad (3)$$

ここで, m_j と ρ_j はそれぞれ近傍粒子 j の質量と密度であり, 重みは粒子間距離 r_{ij} と基準距離 h の関数であるカーネル関数 $W(r_{ij}, h)$ により計算する. 勾配やラプラシアンはカーネル関数自体を距離で微分することによって計算でき, カーネル関数には高次のスプライン関数がよく用いられる. 本研究では Navier-Stokes 方程式の圧力勾配項と粘性項を以下のように離散化した式を用いた.

$$-\frac{1}{\rho} \nabla P = \sum_j \frac{m_j}{\rho_i \rho_j} (P_i + P_j) \frac{r_{ij}}{r_{ij}} \frac{\partial W(r_{ij}, h)}{\partial r} \quad (4)$$

$$\frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{v} = \sum_j \frac{m_j (\mu_i + \mu_j)}{\rho_i \rho_j} \frac{(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j)}{r_{ij}} \frac{\partial W(r_{ij}, h)}{\partial r} \quad (5)$$

圧力勾配項の計算に用いる流体圧力の計算は, SPH 法においては状態方程式によるモデル式より陽に計算する方法が用いられていた. しかし, 越塚らによる MPS 法⁵⁾の開発以降, 圧力のポアソン方程式を解くことによる半陰的な解法も用いられるようになった. 本研究においても, 圧力勾配以外の項による陽な粒子移動を, 次式に示すポアソン方程式の求解で求まる圧力の勾配項により修正し, 連続の式を満たす半陰的な解法を用いた.

$$\nabla^2 P = \sum_j \frac{m_i + m_j}{\rho_i + \rho_j} \frac{(P_i - P_j)}{r_{ij}} \frac{\partial W(r_{ij}, h)}{\partial r} = S \quad (6)$$

ここで, S は圧力のポアソン方程式の生成項であり, 本研究では近藤らのモデル⁶⁾を採用した.

運動方程式の時間差分は Leap-frog 法による数値積分を適用し, 上述の圧力勾配項以外による陽な粒子移動と, ポアソン方程式の求解によって得られた圧力勾配項による粒子運動の計算を行った.

2.2. タンクの構造計算手法

構造物や地盤は FEM によって離散化し, 次式の運動方程式を解くことによって動的応答を計算する.

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{x}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{x}} + \mathbf{K}\mathbf{x} = \mathbf{F} \quad (7)$$

ここで, \mathbf{M} , \mathbf{C} , \mathbf{K} はそれぞれ質量マトリックス, 減衰マトリックス, 剛性マトリックスである. 本研究では質量マトリックスは対角集中化したものを用い, 減衰マトリックスには Rayleigh 減衰を用いた. 構造の減衰は振動数に依存するため設定が難しく, 一般に振動数に比例する減衰を仮定し, Rayleigh 減衰は質量マトリックスと剛性マトリックスの線形結合として次式に示される.

$$\mathbf{C} = \alpha \mathbf{M} + \beta \mathbf{K} \quad (8)$$

α と β はパラメータであり, i 次モードの減衰比 h_i と固有円振動数 ω_i には次式の関係が成立することから, 2つのモードについて次式を連立することで算出できる.

$$2h_i \omega_i = \alpha \omega_i^2 \quad (9)$$

本研究では, 運動方程式の時間差分に対して Newmark

法による時間積分を適用した.

2.3. 貯槽内の液体と固体表面間の相互作用計算手法

SPH 法の固体表面 (壁境界) は一般に移動拘束を与えた粒子を用いてモデル化されている. 従って, 液体貯槽の変形を考慮するには, 構造の節点変位に対応する移動拘束を壁境界の粒子に与えることによって計算できる. しかしながら, 移動によって粒子間隔に粗密が生じて運動を拘束された粒子はそれを解消することが出来ないため, 大変形問題へ適用することは困難である. また, 円筒タンクなどの滑らかな表面を持つ構造物のモデル化には, 非常に多くの壁粒子が必要となり, モデル化精度や計算効率に問題がある.

一方で, 壁境界を三角形パッチでモデル化する計算手法⁷⁾が MPS 法の商用コードなどで用いられており, 壁境界の変形には対応できないものの, 後者の問題を解消することができる. 著者らは三角形パッチの壁境界計算手法を改良し, 任意の大変形に対応可能な SPH 法の壁境界計算手法を開発した⁸⁾. 本手法では, FEM メッシュの表面節点と SPH 法の壁境界の頂点を一対一に対応させることが可能であり, 完全にラグランジュ表記での液体と構造の連成解析を行うことができる. 開発した計算手法の概要を以下に述べる.

三角形パッチによりモデル化する壁境界の計算では, 一般に平面の壁を仮定して格子状に仮想の壁粒子を配置し, 個々の壁粒子の物理量を除いた(3)式の計算を行い, 壁から着目粒子点までの距離 r_{iw} とその総和値を対応付けたテーブルを解析実行前に作成し, 壁重み関数として解析実行時に参照し利用する. 本研究では, 同様にして以下の式に示される0階~2階の壁カーネル関数 W^{wall} を通常のカーネル関数 W と粒子体積 L_0^3 から計算した.

$$W^{wall}(r_{iw}, h) = L_0^3 \sum_j W(r_{ij}, h) \quad (10a)$$

$$\nabla W^{wall}(r_{iw}, h) = L_0^3 \sum_j \frac{\partial W(r_{ij}, h)}{\partial r} \quad (10b)$$

$$\nabla^2 W^{wall}(r_{iw}, h) = L_0^3 \sum_j \nabla^2 W(r_{ij}, h) \quad (10c)$$

これらの壁カーネル関数を用いることで, 固体界面付近の液体の運動方程式の各項は, $fluid$ の添字を付けた周囲の流体粒子との相互作用項と壁境界内の領域との相互作用の和として以下の式で置き換えられる.

$$-\frac{1}{\rho} \nabla P = -\nabla P_i^{fluid} - \frac{(P_i + P_w)}{\rho_i} \nabla W^{wall}(r_{iw}, h) \quad (11)$$

$$\frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{v} = \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{v}_i^{fluid} + \frac{2\mu_i (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_w)}{\rho_i} \nabla^2 W^{wall}(r_{iw}, h) \quad (12)$$

ここで, P_w と \mathbf{v}_w はそれぞれ壁内部の圧力と速度であり, 壁表面の圧力 P_{ws} および速度 \mathbf{v}_{ws} とは異なる. 壁内部の物理量は, 深度方向に線形に変化することを仮定することで計算でき, 着目粒子と壁内部の圧力和および速度差は次式で示される.

$$(P_i + P_w) = P_i \left(1 - \frac{d}{r_{iw}}\right) + P_w \left(1 + \frac{d}{r_{iw}}\right) \quad (13)$$

$$(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_w) = (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_{ws}) \left(1 + \frac{d}{r_{iw}}\right) \quad (14)$$

ここで d はカーネル関数の総和計算における壁内部の代表点の深さであり、各階の壁カーネル関数の作成時に壁面内深度の一次モーメントから計算できる。

2.4. 壁境界面の变形と近傍曲率の考慮

既往の三角形パッチの壁境界モデルでは、計算効率を優先して最近接壁面距離の計算を省力化しており、壁境界面の变形を考慮することが出来ない。具体的には、解析範囲を一定分解能の格子で分割し、それぞれの格子点位置において最も近い壁面までの位置ベクトルを計算し、線形補間することで壁面までの最短距離を計算する。更に、格子点から壁面までの最短距離を差分計算することで近傍の曲率を計算することができる。着目位置の近傍曲率は、平らな境界を仮定して計算した壁面内の作用を、曲率を持った実際の壁面の作用に補正するために必要となる。この計算は分解能を高くするほど膨大な記憶容量と計算量を必要とするが、壁境界の变形を考慮しない場合においては前処理段階で一度のみ計算すれば良いため、広く用いられている。

本研究では、壁境界の变形を考慮するため、粒子点 \mathbf{x}_i から壁面までの最短距離 r_{iw} は直接次式で計算する。

$$r_{iw} = \mathbf{x}_i \cdot \mathbf{n}_w + d_0 \quad (15)$$

ここで、 \mathbf{n}_w は壁面の単位法線ベクトルであり d_0 は壁面原点間の最短距離である。また、近傍曲率の計算についても壁境界を構成する面の頂点座標から直接計算する必要があり、本研究では Meyer らによる三角形パッチの曲率計算手法⁹⁾を採用し、計算を行った。

2.5. 流体-構造連成の計算手法

本研究で採用した連成手法は、液体運動を計算する SPH プロセスと構造変形を計算する FEM プロセス間で相互通信を行う分離型の時差式解法である。それぞれのプロセスは一対一で対応するメッシュ表面の節点を介し、一定の解析時間間隔 Δt_c で節点情報の交換を行う。図-1 に時差式解法における節点情報の流れを示す。並列時差解法では両方のプロセスを並行処理できるため、計算効率の観点で優れているが、それぞれ 1 ステップ前の情報に基づき計算する必要があることから時間増分の数値定性に対する影響が大きい。逐次時差解法では少なくとも一方向は同じステップの情報に基づくためより安定である。本研究では安定性を確認して使い分けたが、より不安定な問題には強連成手法が必要である。

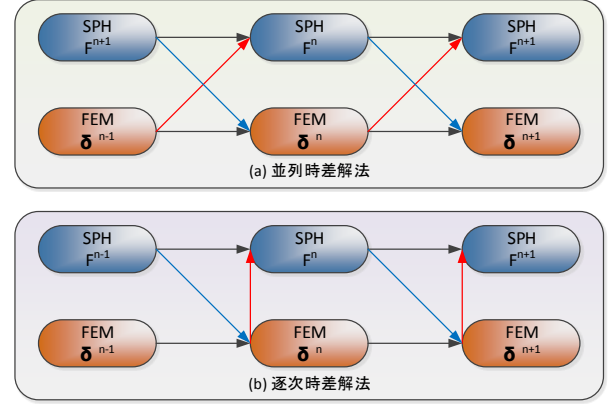


図-1 時差式解法における節点情報の流れ

SPH プロセスの時間増分 Δt_s および FEM プロセスの時間増分 Δt_f は Δt_c 以下とし、それぞれ連成通信間隔より小さい時間刻みで計算する場合、補間計算を行うことで通信のないステップにおける節点値を補った。

SPH プロセスから FEM プロセスへ伝達する節点作用力については、次式に示すように通信を行わないステップ時において力積を計算し、節点毎に算出した平均衝撃力を FEM プロセスへ送信する。

$$\mathbf{F}_i^{n+1} = \frac{1}{\Delta t_c} \sum_{k=n-1}^n \mathbf{F}_i^k \Delta t_s \quad (16)$$

ここで、 n は通信ステップであり、 k は個別プロセスの解析ステップを意味する。FEM プロセスでは荷重の変化勾配が次回通信時まで一定であると仮定し、SPH 側から渡された平均衝撃力と直前の時刻における作用力から節点荷重を次式から計算する。

$$\mathbf{F}_i^k = \mathbf{F}_i^{k-1} + \frac{\chi}{\Delta t_c} (\mathbf{F}_i^{n+1} - \mathbf{F}_i^n) \Delta t_f \quad (17)$$

ここで χ は 1~2 の値をとるパラメータである。 χ が 2 である場合に SPH 側のプロセスと力積が保存するが、節点荷重が時間領域で振動するため不安定であり、本研究では 1.0 を用いた。地震応答解析のような周期的な作用が想定される場合、力積の誤差は相殺されるため十分に小さいと考えらる。

FEM プロセスから SPH プロセスへ伝達する節点変位については、連成時間間隔の間に FEM プロセスで計算された節点変位増分を SPH プロセスへ送信し、次回通信時まで一定の節点速度を仮定し、節点変位を次式から計算する。

$$\mathbf{u}_i^k = \mathbf{u}_i^{k-1} + \frac{\mathbf{u}_i^{n+1} - \mathbf{u}_i^n}{\Delta t_c} \Delta t_s \quad (18)$$

3. SPH 法のスロッシング問題への適用性確認

開発した壁境界計算手法による SPH 法をスロッシング問題への適用性を確認するため、酒井らが行った矩形

水槽を用いた 2 次元的体系のスロッシング実験¹⁰⁾との比較検証を行った。この実験ではスロッシング波高の上昇により溢流が生じるため、徐々に液面揺動の周期が変化する。水槽は十分に剛であることから、この解析では構造の変形は考慮しないこととした。

3.1. 対象とするスロッシング実験の概要

酒井らは可動式床版と溢流した液体を貯めておく外側タンクを有する矩形タンクを振動台上に設置し、地震波を入力することでスロッシング実験を行った。内側タンクの床版の高さを調整することで実験条件を調整することが可能であり、液位 69cm、床版からの内壁高さ 74cm の条件で実施された実験ケースを対象とした。

酒井らは振動台に入力する加振波として、2003 年十勝沖地震の k-net 苫小牧での NS 方向の観測記録を用い、入力加速度波形の時間軸を 1/2 倍することで、地震動の卓越周期とスロッシングの一次の固有周期を合わせ、共振の発生を図っている。同様の処理を行った入力加速度波形を図-2 に示す。

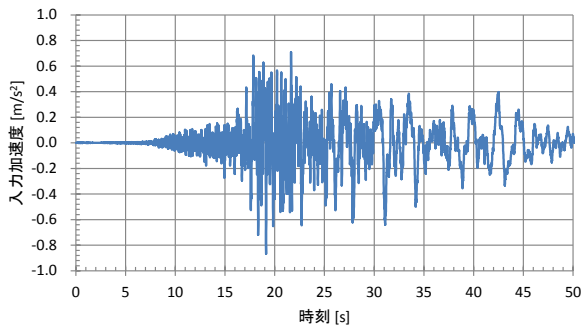


図-2 入力加速度波形

3.2. スロッシング実験の 2 次元解析モデル

幅 200cm×高さ 69cm の貯水層を 200×69 層の格子配置の粒子でモデル化した。矩形タンクは実験水槽を簡略化した奥行 2cm の 3 次元形状を用意し、1 辺が 2cm 程度になるように表面を三角形分割することで作成した。図-3 に重力加速度のみを载荷した静水計算が完了した段階の解析モデルを示す。SPH 法の計算に用いるカーネル関数には 5 次のスプライン関数を採用し、液体の物性値としては表-1 に一覧する水の物性を設定した。

地震動は物体力として入力し、全ての液体粒子に図-2 の加速度波形を反転して与え、タンクを固定した計算を行った。従って液面の揺動はタンク壁面に対する相対応答として得られる。

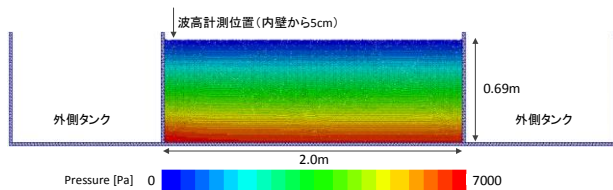


図-3 矩形貯水タンクの解析モデル

表-1 解析条件

	計算パラメータ
粒子間距離[m]	0.01
カーネル関数	5 次スプライン
粒子数[個]	13,800
液体密度[kg/m ³]	1000.0
液体粘度[Pa・s]	0.001
時間増分[s]	0.0005

3.3. 解析結果と考察

スロッシング解析の結果より側壁から 0.05m の位置における液位から算出した波高の経時変化を図-4 に示す。解析結果は実験と良好な一致を示しており、スロッシングの発生によって溢流が生じることで、水位が徐々に低下するとともに、液面揺動の周期が僅かに長くなっていることが確認できる。

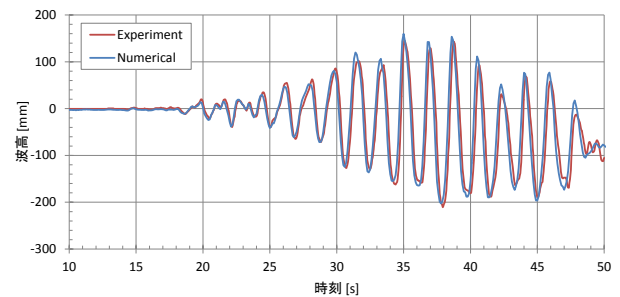


図-4 側壁から 0.05m 位置の波高時刻歴

溢流量の多い 35 秒経過時と溢流がほぼ終息する 45 秒経過時の圧力分布を図-5 に示す。35 秒経過時には溢流の発生個所で液位が高くなるため、静水圧を超過する範囲が拡大している。45 秒経過時には溢流によって平均液位が低下しており、液位が側壁高さと同程度までしか上昇しないことが確認できる。タンクの変形を考慮しない解析においては動水圧の影響は小さいこと分かる。

スロッシング実験との比較から、SPH 法と提案した壁境界の計算手法の精度および安定性が確認でき、スロッシング問題への適用性が認められた。

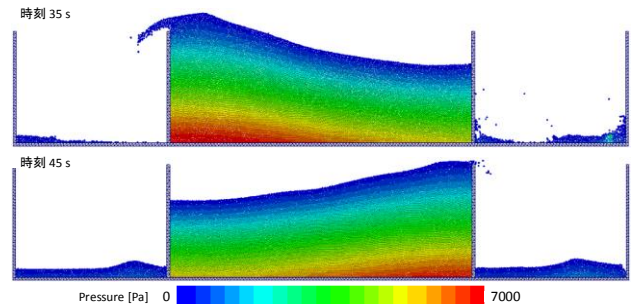


図-5 35 秒経過時および 45 秒経過時の圧力分布

4. タンクの変形を考慮した3次元スロッシング解析

バルジングとスロッシングの両方を考慮した問題への適用性を検討するために、10000kl級のドーム型固定屋根式の石油貯蔵タンクを対象とし、流体-構造連成による3次元スロッシング解析を行った。

4.1. 固定屋根式円筒タンクのモデル化

ドーム形状の屋根を有する鋼製円筒タンクは板厚が小さいことを考慮してシェル要素でモデル化を行った。タンクは直径30mで側壁高さ18mの10000kl級であり、貯蔵流体の液位は14.8mとした。要素のロッキングの影響を抑制するため側壁は全て四辺形シェルとし、屋根部分は接続のために三角形シェルとの混在とした。タンク底面について地盤との相互作用は考慮する研究例¹¹⁾もあるが、本研究では底面は固定境界とし、三角形要素のみを用いた。図-6に1辺が約60cmとなるように作成した節点数9,090、要素数11,388のFEMモデルを示す。

また、図-7に粒子間距離30cmで作成し、静水計算を行った粒子数389,200の3次元SPH解析モデルを示す。

表-2にFEM解析条件の一覧を示す。Rayleigh減衰は円筒タンクの1次固有周期付近で3%となるようにパラメータを設定し、線形解析を行った。また、表-3にSPHの解析条件一覧を示す。なお、FEMとSPHの連成は並列時差解法により行い、通信間隔は0.01秒とした。

表-2 FEM 解析条件

	計算パラメータ
メッシュサイズ[cm]	60.0
板厚[mm]	屋根:7.5, 屋根以外:15
弾性係数[GPa]	206.0
固体密度[kg/m ³]	7900.0
ポアソン比	0.30
時間増分[s]	0.001

表-3 SPH 解析条件

	計算パラメータ
粒子間距離[cm]	30.0
カーネル関数	4次スプライン
粒子数[個]	389,200
液体密度[kg/m ³]	860.0
液体粘度[Pa・s]	0.0172
時間増分[s]	0.001

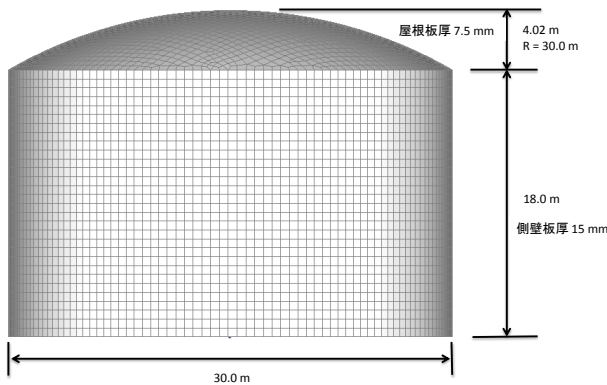


図-6 円筒タンクの3次元FEMモデル(正面図)

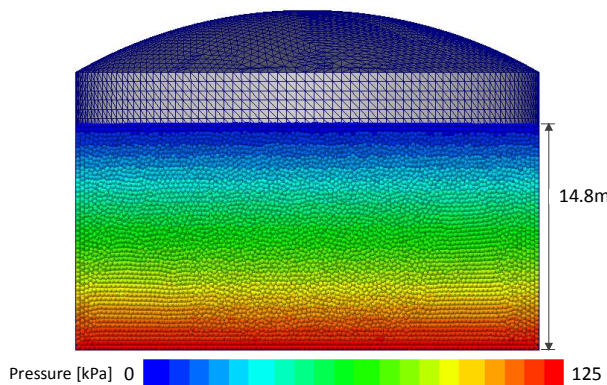


図-7 円筒タンクのSPHモデル(中央断面図)

4.2. 地震入力条件

この解析では矩形タンクの2次元解析と同様に、2003年十勝沖地震のk-net 苫小牧での観測記録を用いた。時間軸の変換などの処理は一切行わず、3成分の観測記録の10秒から110秒経過時までを抽出し、100秒間の加速度波形としてFEMモデル底面に入力した。従って、タンク底面の絶対変位と壁の変形による作用が液体へ伝達され、バルジングおよびスロッシングを発生する。

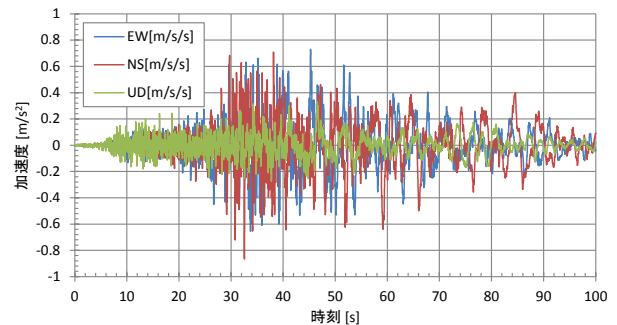


図-8 入力加速度波形(3成分)

4.3. 解析結果と考察

最大波高発生時刻のY=0(X軸をEW方向、初期時刻のタンク底面中央を原点とする)断面の圧力分布とタンク変形の鳥瞰図を図-9に示す。変位は底面に対する相対変位を変形倍率10倍で示しており、この倍率で目視できる大きさの歪みによって液体粒子と多少重なって描画されている。なお、タンク壁面は全て四辺形要素であるが、図では三角形パッチで表現されている。

側壁近傍においてバルジングによる極めて大きい圧力変化が生じる一方で、それ以外の部位では静水圧的な圧力分布となっている。図-10にタンク壁面の四方の波高の時刻歴を、図-11に底面から1mの高さにおける側壁面の圧力変動の履歴を示す。側壁近傍における圧力

変動の周期は約0.7秒であり、これは液体を考慮しないタンクの1次の固有周期0.24秒と比べて3倍程度長く、付加質量に相当する連成の影響が認められる。また、スロッシング周期は約6秒であり、これは剛な円筒タンクの1次のポテンシャル理論周期6.5秒と比べて短い。なお、壁面の長期的な圧力変動からはスロッシング周期による静的な圧力変化が確認できた。また、水平加振は2方向であり、それぞれ周期や加速度の大きくなる時刻が異なることから、圧力および液面揺動の方向には回転の発生が確認でき、タンクの変形にその影響が見られた。

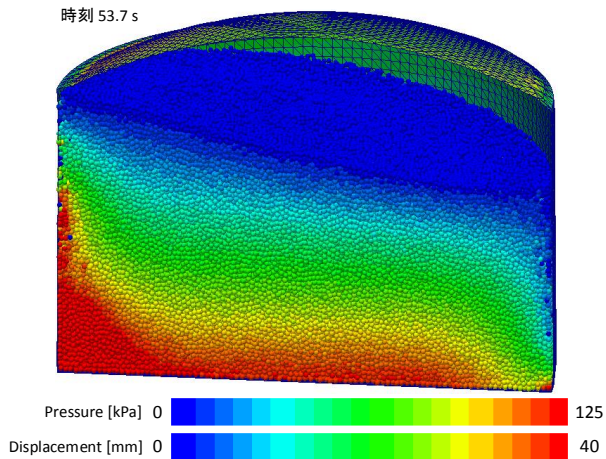


図-9 最大波高発生時の圧力分布とタンク変形図

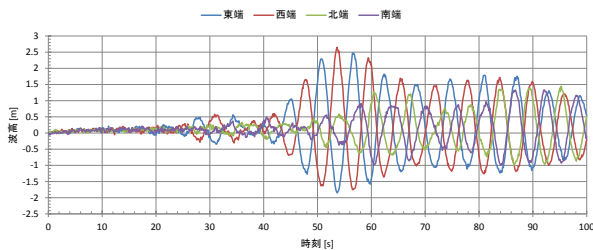


図-10 スロッシング波高の経時変化

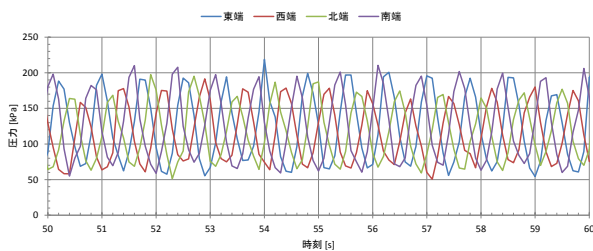


図-11 タンク側壁底部の圧力変動 (50~60 秒経過時)

5. 結論

本研究で得られた結果は以下のようにまとめられる。

- (1) 液面の大幅揺動に適用でき、固液界面の取り扱いに優れる SPH 法に対し、メッシュ型解法との連成に優れる壁境界計算手法を導入した。
- (2) 矩形タンクの2次元スロッシング問題に開発手法を

適用し、溢流を伴うスロッシング実験との良い一致が得られた。また、タンクの変形を考慮しない解析ではバルジングが生じないため、圧力は静水圧的分布になることが確認された。

- (3) 大型の固定屋根式タンクのスロッシング問題に開発手法を適用し、変形を考慮した3次元解析を行うことで固体と液体相互の振動周期に影響があることを確認した。
- (4) 地震時において貯槽構造に作用する液体の圧力変動はバルジングによる局所的な応答が支配的であり、スロッシングの影響は僅かである。
- (5) 設定地震条件では、液面が屋根に到達しないことが確認できたが、地盤の変形やタンク底面のロッキング挙動を考慮することが更に必要と考えられる。

謝辞

スロッシング解析では、入力地震波として(独)防災科学研究所の強震記録を使用させて頂きました。ここに感謝の意を表させていただきます。

参考文献

- 1) 堀郁夫, 川端鋭憲: 地震による石油タンク火災の技術的考察と社会問題, 社会技術研究論文集, Vol.2, pp.414-424, 2004.10
- 2) 坂井藤一: 液体貯槽の耐震設計研究に関する現状と課題, 土木学会論文集, 第362号/I-4, pp.1-11, 1985.10
- 3) L. B. Lucy: A numerical approach to the testing of the fission hypothesis, The Astronomical Journal, 82, pp.1013-1024, 1977
- 4) R. A. Gingold, J. J. Monaghan, Smoothed Particle Hydrodynamics: Theory and Application to Non Spherical Stars, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 181, pp.375-389, 1977
- 5) 越塚誠一, 粒子法, 丸善, 2005.
- 6) 渡辺高志, 榎谷浩, 三橋祐太: 壁面境界の大変形を考慮した粒子法の計算手法に関する基礎的研究, 日本計算工学会論文集, No.20130021, 2013.12
- 7) 近藤雅裕, 越塚誠一: MPS 法における不自然な数値振動の抑制, 日本計算工学会論文集, No.20080015, 2008.6
- 8) 原田隆宏, 越塚誠一, 島崎克教: MPS 法における壁境界計算モデルの改良, 日本計算工学会論文集, No.20080006, 2008.3
- 9) M. Meyer, M. Desbrun, P. Schröder, Alan H. Barr: Discrete differential-geometry operators for triangulated 2-manifolds, In Visualization and Mathematics III, pp.35-57, 2003
- 10) 酒井理哉, 東貞成, 佐藤清隆, 田中伸和: 溢流を伴う矩形水槽の非線形スロッシング評価, 構造工学論文集, Vol.53A, pp.597-604, 2007.3
- 11) 中村秀明, 森川慎吾, 麻生稔彦, 浜田純夫: 内容液と地盤との相互作用を考慮したコンクリート製液体貯蔵タンクの地震応答解析, 土木学会論文集, No.655/V-48, pp.47-61, 2000.8