



円筒タンクに作用する津波波力の評価手法について

Evaluation Method of Tsunami Wave Force Acting on Cylindrical Tank

三菱重工業(株)	池末 俊一	Shunichi IKESUE	Non-Member
三菱重工業(株)	平井 孝昌	Takamasa HIRAI	Non-Member
日立 GE ニュークリ ア・エナジー(株)	熊谷 直己	Naoki KUMAGAI	Non-Member
東芝エネルギーシ ステムズ(株)	羽田野 琢磨	Takuma HADANO	Non-Member
東芝エネルギーシ ステムズ(株)	仲村 岳	Gaku NAKAMURA	Non-Member
東京電力ホール ディングス(株)	戸井田 隆行	Takayuki TOITA	Non-Member
(一財)電力中央研 究所	木原 直人	Naoto KIHARA	Non-Member

Asakura's method is well known as the evaluation method of tsunami wave force. In this method, tsunami wave force is evaluated on the assumption that the inundation depth increases by 3 times in front of a structure. On the other hands, inundation depth is not constant around a cylindrical tank. Therefore, there is the possibility that the tsunami wave force of a cylindrical tank is overestimated by Asakura's method. In this paper, Sano's method is introduced as the evaluation method of tsunami wave force acting on a cylindrical tank. In this method, the distribution of inundation depth around a cylindrical tank and the Froude number effect of inundation depth coefficient are considered. Additionally, the evaluation methods of moments and vertical force acting on a cylindrical tank are proposed based on the Sano's method, and the applicability of Sano's equation is studied by using case study based on CFD.

Keywords: Cylindrical Tank, Tsunami Wave Force, Froude Number, Inundation Depth, CFD

1. はじめに

津波波力を評価する手法として良く知られる手法の一つに朝倉[1]の方法がある。この方法では、構造物前面の浸水深が進行波の最大浸水深の3倍で一定に分布することを仮定し、津波波力を評価する。一方で、円筒タンクでは周囲の水位分布が一定とはならず、朝倉[1]の方法では津波波力を過大評価する可能性がある。本論文では、円筒タンクに作用する津波波力評価手法として佐野[2]の方法を紹介するとともに、流動解析 (CFD) を用いたケーススタディによりその適用性を考察した。

2. 津波波力評価手法について

2.1 断面 2 次元構造物を対象とした津波波力評価手法

陸上構造物に作用する津波波力評価手法としては、朝倉[1]の方法がよく知られている。Fig.1 に示すように、朝倉[1]の方法では次式で定義されるフルード数 $F_{r_asakura}$ が 1.5 以上となる場合に、構造物前面の最大浸水深が遡上津波の最大浸水深 η_{max} の 3 倍になるとしている。

$$F_{r_asakura} = u_{max} / \sqrt{g\eta_{max}} \quad (1)$$

ここに、 u_{max} は遡上津波の最大流速、 g は重力加速度である。朝倉[1]は、実験水路幅とほぼ同じ幅となる矩形断面の断面 2 次元模型を用いて 2 次元水理模型実験を行っているが、式(1)で用いる η_{max} および u_{max} については、模型を設置しない条件にて得られた進行波の計測結果を適用

している。なお朝倉[1]は、構造物に働く波力を評価するためには浸水深が最大となる時、または流速が最大となる時のどちらの要素も重要であるとの考えに基づいて、式(1)のようなフルード数の定義としている。

朝倉[1]は、前述の2次元水理模型実験によって構造物前面に作用する波圧分布を計測しており、その結果に基づいて水平波力 F_x に関する次式の評価式を提案している。

$$F_x = \frac{1}{2} \cdot 3\eta_{\max} \cdot 3\rho g\eta_{\max} = 4.5\rho g\eta_{\max}^2 \quad (2)$$

ここに、 ρ は流体密度である。式(2)に示した評価式は単位幅あたりの水平波力を評価するものであり、構造物前面の最大浸水深を遡上津波の最大浸水深 η_{\max} の3倍とした上で静水圧分布として波圧を作用させた式である。

式(2)に示すように、朝倉[1]の方法は、遡上津波の最大浸水深 η_{\max} のみで津波波力を評価できる簡便性から、耐津波設計において広く用いられている。

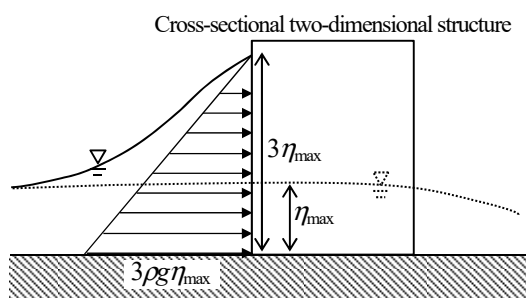


Fig.1 Model of Asakura's method

2.2 円筒タンクを対象とした津波波力評価手法

続いて、円筒タンクを対象とした津波波力評価手法について述べる。ここで、Fig.1のような断面2次元構造物の場合は構造物前面で流れが堰止められて、構造物前面の浸水深がFig.1の紙面奥行方向に一定の分布となる。

一方で、円筒タンクの場合には、遡上津波の流れがタンク周囲を通過する。このとき、円筒タンク表面の浸水深は周方向に一定とはならず、Fig.2に示すとおり前面側

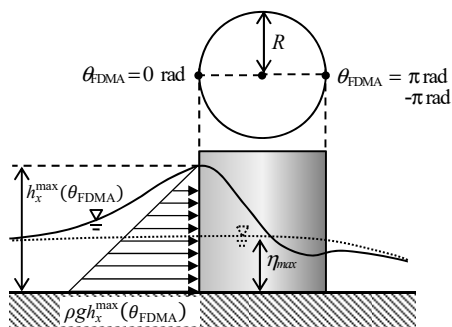


Fig.2 Model of FDMA's method

が背面側に比べて大きくなるような分布となる。この円筒タンク表面における浸水深の周方向分布を考慮した津波波力評価手法としては、消防庁(FDMA)[3]の方法がある。この方法では、円筒タンク表面の浸水深の周方向分布を、水理模型実験結果に基づいて次式にて近似している。

$$h_x^{\max}(\theta_{\text{FDMA}}) = \alpha_{\text{FDMA}} \eta_{\max} \sum_{m=0}^3 p_m \cos m\theta_{\text{FDMA}} \quad (3)$$

$$p_0 = 0.680 \quad p_1 = 0.340 \quad p_2 = 0.015 \quad p_3 = -0.035$$

ここに、 $h_x^{\max}(\theta_{\text{FDMA}})$ はFig.2に示した円筒タンク表面位置 θ_{FDMA} における浸水深、 α_{FDMA} は消防庁[3]の方法における浸水深係数である。消防庁[3]の方法では、円筒タンク表面における波圧の鉛直分布として各表面位置の浸水深に応じた静水圧分布を仮定し、次式によって水平方向の津波波力 F_{Hr} を評価する。

$$F_{Hr} = \frac{1}{2} \int_{-\pi}^{\pi} \rho g [h_x^{\max}(\theta_{\text{FDMA}})]^2 R \cos \theta_{\text{FDMA}} d\theta_{\text{FDMA}} \quad (4)$$

ここに、 ρ は流体の密度、 R は円筒タンクの半径である。浸水深係数 α_{FDMA} については次式によって評価する。

$$\alpha_{\text{FDMA}} = \begin{cases} 1.8 & (F_{r_FDMA} \geq 1.3) \\ 2.0F_{r_FDMA} - 0.8 & (1.3 \geq F_{r_FDMA} \geq 0.9) \\ 1.0 & (0.9 \geq F_{r_FDMA}) \end{cases} \quad (5)$$

ここに、 F_{r_FDMA} は消防庁[3]の方法におけるフルード数であり、式(1)に示した朝倉[1]の方法と同じ定義のもの、すなわち最大浸水深 η_{\max} 、最大流速 u_{\max} で評価されるフルード数が用いられる。

Fig.2に示すとおり、浸水深係数 α_{FDMA} は円筒タンク前面の浸水深の大きさに関わるだけでなく波力評価にも影響する重要な係数である。この浸水深係数について、榊山[4][5]は立方体や円筒構造等の3次元構造物を対象とした実験を行っている。その実験結果から、榊山[4][5]は3次元構造物の浸水深係数 α として次式を提案している。

$$\alpha = 1 + 0.5F_r^2 \quad (6)$$

ここに、 F_r はフルード数であり、進行波における同じ時間の浸水深 η と流速 u の組み合わせを用いて次式で定義される。

$$F_r = u / \sqrt{g\eta} \quad (7)$$

式(7)のフルード数は、最大浸水深 η_{\max} と最大流速 u_{\max} によって定義された朝倉[1]の方法や消防庁[3]の方法におけるフルード数とは異なる点に留意する必要がある。また、式(6)の浸水深係数は、定常流の条件を仮定したベルヌーイの定理に基づくものである。

佐野[2]は、榊山[5]の実験結果に基づき、式(3)の浸水深の周方向分布関数と式(6)の浸水深係数を組み合わせることで、高フルード数においても円筒タンク周りの浸水深分布を評価可能であることを示した。また佐野[2]は、主に円筒タンク側面の波圧（静圧）が静水圧から低下する実験結果に基づいて、タンク周囲の流動影響を考慮した動圧項の導入を提案している。これらの結果から、佐野[2]は動圧項と式(3)、式(4)および式(6)を組み合わせることで、高フルード数においても実験結果と良好に一致する波力評価式を提案している。

佐野[2]の方法に基づく波力評価式を以下に示す。まず、円筒タンク表面における浸水深の周方向分布 $h(\theta)$ は、式(3)の消防庁[3]の方法と式(6)の榊山[4][5]の方法を組み合わせた形として次式で表す。

$$h(\theta) = \alpha \eta \sum_{m=0}^3 p_m \cos m(\theta - \pi) \quad (8)$$

$$p_0 = 0.680 \quad p_1 = 0.340 \quad p_2 = 0.015 \quad p_3 = -0.035$$

ここに、 α は式(6)に示した浸水深係数であり、 η は進行波の浸水深、 θ はFig.3に示すタンク表面位置である。佐野[2]はタンク背面位置を 0° と定義しており、式(8)はそれに合わせた式表現としている。円筒タンクに作用する波圧 $P(\theta, z)$ については、次式のように表す。

$$P(\theta, z) = \begin{cases} P_{\text{bottom}}(\theta) \frac{h(\theta) - z}{h(\theta)} & (0 \leq z \leq h(\theta)) \\ 0 & (h(\theta) < z) \end{cases} \quad (9)$$

$$P_{\text{bottom}}(\theta) = \rho g h(\theta) - \Delta P^*(\theta) \cdot \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (10)$$

z は地表を基準とした高さであり、式(10)に示した $P_{\text{bottom}}(\theta)$ は、地表高さの円筒タンク表面位置 θ における波圧である。式(10)の右辺第二項は佐野[2]が導入した動圧項であり、無次元値 $\Delta P^*(\theta)$ と進行波の動圧 $\rho u^2 / 2$ を掛け合わせた値を、タンク周囲の流動に伴う静水圧からの低下量としてモデル化している。佐野[2]は榊山[5]の実験結果に基づき、無次元値の関数 $\Delta P^*(\theta)$ として次式を提案している。

$$\Delta P^*(\theta) = a_1 \cdot \sin \theta_1 + a_2 \cdot \sin \theta_2 \quad (11)$$

ここに、 a_1 と a_2 は無次元値となるモデル係数であり、 $a_1 = 0.527$ 、 $a_2 = 0.320$ である。 θ_1 と θ_2 については次式のように計算する。

$$\theta_1 = b_1 \theta + c_1 \quad \theta_2 = b_2 \theta + c_2 \quad (12)$$

ここに、 b_1 と b_2 は係数であるが、 θ_1 と θ_2 および θ の単位がラジアンの場合は無次元値となり、その値は $b_1 = 0.2813$ 、

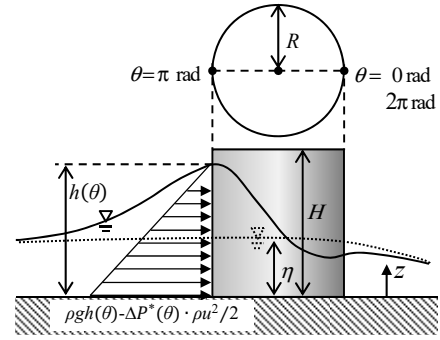


Fig.3 Model of Sano's method

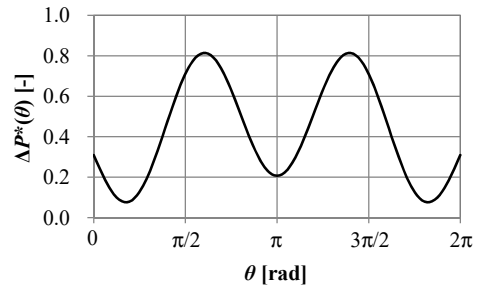


Fig.4 Non-dimensional dynamic pressure function

$b_2 = 2.475$ となる。 c_1 と c_2 は、 θ_1 と θ_2 の単位がラジアンの場合、 $c_1 = 0.687$ (rad)、 $c_2 = 3.22$ (rad) となる。Fig.4 に無次元値の関数 $\Delta P^*(\theta)$ を示す。 $\Delta P^*(\theta)$ の値は、円筒タンクの正面 ($\theta = \pi$ rad) と円筒タンクの側面 ($\theta = \pi/2$ rad、 $3\pi/2$ rad) の間で最大となり、その位置は円筒タンクの正面から概ね ± 70 deg 程度の位置となる。佐野[2]の方法では、この位置で波圧と静水圧との差が最も大きくなる。なお、水面から地表面までの3次元流れに伴う水粒子の鉛直加速度によって、地表面の圧力は静水圧から変化する。式(11)は地表面の動圧そのものを表すものではなく、その影響も含まれたモデルと考えることができ、円筒タンクの正面 ($\theta = \pi$ rad) においても0とはならない。

以上に示した佐野[2]の方法に基づく、水平方向の津波波力 F_{tH} は次式のように評価することができる。

$$F_{tH} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} [P_{\text{bottom}}(\theta) + P(\theta, H)] \cdot \min[h(\theta), H] \cdot R \cos(\theta - \pi) \cdot d\theta \quad (13)$$

ここに、式(13)はタンク表面の浸水深 $h(\theta)$ がタンク高さ H を超えるような場合も想定した式としている。

続いて、円筒タンクの滑動や転倒等を評価する場合には、水平方向の津波波力によるモーメントや、鉛直方向の津波波力および鉛直方向の津波波力によるモーメントも必要となる。佐野[2]の方法に基づいて、これらの諸量を評価する手法を以下に示す。

まず、水平方向の津波波力によるモーメント M_{tH} につ

いては次式のように評価することができる。

$$M_{IH} = \int_0^{2\pi} \left[\frac{1}{6} P_{\text{bottom}}(\theta) + \frac{1}{3} P(\theta, H) \right] \cdot \{\min[h(\theta), H]\}^2 \cdot R \cos(\theta - \pi) \cdot d\theta \quad (14)$$

鉛直方向の津波波力 F_{IV} については、次式のような評価式が考えられる。

$$F_{IV} = 2 \int_0^{\pi} P_{v_bottom}(\theta) \cdot R^2 \sin^2(\theta - \pi) \cdot d\theta \quad (15)$$

ここに、 $P_{v_bottom}(\theta)$ は地表高さの円筒タンク表面位置 θ における波圧であり、その算出においては消防庁[3]の方法にならって水平方向の場合とは異なる浸水深の周方向分布 $h_v(\theta)$ を用いることとした。

$$h_v(\theta) = \alpha \eta \sum_{m=0}^3 q_m \cos m(\theta - \pi) \quad (16)$$

$$q_0 = 0.720 \quad q_1 = 0.308 \quad q_2 = 0.014 \quad q_3 = -0.042$$

消防庁[3]の方法では式(16)の浸水深係数として水平方向の場合とは異なる浸水深係数を用いているが、本論文ではベルヌーイの定理に基づく榊山[4][5]の浸水深係数 α (式(6)) を鉛直方向にも適用した。Fig.5 に式(8)と式(16)の無次元値の比較を示す。両者はほぼ同一の分布形状となっているが、式(16)の方が前後の浸水深の差が小さい。式(8)と式(16)に示した浸水深の周方向分布は消防庁[3]の方法にならったものであるが、同方法ではこれらの式の使い分けによって水平波力が大きくなるときの鉛直波力が大きくなるときの浸水深分布の違いを考慮している。式(15)の $P_{v_bottom}(\theta)$ は、式(16)の浸水深分布に基づく静水

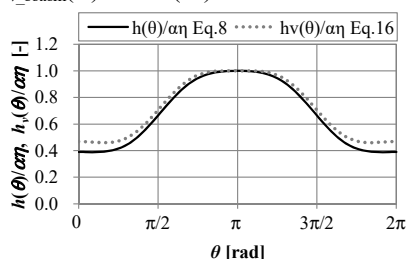


Fig.5 Non-dimensional inundation depth at cylindrical tank surface

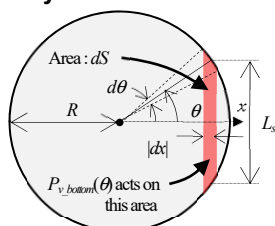


Fig.6 Concept of pressure integration on bottom surface of cylindrical tank

圧と佐野[2]の動圧項を組み合わせた次式とした。

$$P_{v_bottom}(\theta) = \rho g h_v(\theta) - \Delta P^*(\theta) \cdot \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (17)$$

実際はタンク底面の流れによりタンク側面に対して圧力が低下する可能性があるものの、ここでは、底面と側面の圧力が等しいという仮定を置き、 $x = R \cos \theta$ における底面の圧力は $P_{v_bottom}(\theta)$ で一定としてモデル化している。このモデル化に基づき、式(15)では、Fig.6 に示す面積 dS の微小領域に $P_{v_bottom}(\theta)$ が一様に作用するものとして底面に作用する圧力を積分し、鉛直方向の津波波力を算定する。ここで、微小領域の長さ L_s と幅 $|dx|$ は、式(16)の角度表記と合わせると次式のようになる。

$$L_s = 2R \sin \theta = -2R \sin(\theta - \pi) \quad (0 \leq \theta \leq \pi) \quad (18)$$

$$x = R \cos \theta \rightarrow \frac{dx}{d\theta} = -R \sin \theta \quad (19)$$

$$\therefore |dx| = R \sin \theta \cdot d\theta = -R \sin(\theta - \pi) \cdot d\theta \quad (0 \leq \theta \leq \pi)$$

式(18)と式(19)より、微小領域の面積 dS は次式となる。

$$dS = 2R^2 \sin^2(\theta - \pi) \cdot d\theta \quad (0 \leq \theta \leq \pi) \quad (20)$$

以上より、鉛直方向の津波波力を表す式(15)は、式(20)で表される微小領域の面積 dS に圧力 $P_{v_bottom}(\theta)$ を掛け合わせた鉛直力を、 $\theta = 0 \sim \pi$ の範囲で積分した式といえる。

鉛直方向の津波波力によるモーメント M_{IV} については、Fig.3 の $\theta = 0$ の位置を基点とする転倒方向のモーメントを考える。Fig.6 より、モーメントの基点となる位置と各微小領域との距離は $R - R \cos \theta = R[1 + \cos(\theta - \pi)]$ となることから、鉛直方向の津波波力によるモーメント M_{IV} は次式となる。

$$M_{IV} = 2 \int_0^{\pi} P_{v_bottom}(\theta) \cdot R^3 \sin^2(\theta - \pi) \cdot [1 + \cos(\theta - \pi)] \cdot d\theta \quad (21)$$

3. ケーススタディによる流動解析との比較

3.1 流動解析 (CFD) について

本論文の流動解析 (以下、CFD) では、有限体積法ベースの非構造格子ソルバーである FLUENT(ANSYS 社)を用いた。この解析では海水を想定して、流体密度 $\rho = 1025 \text{ kg/m}^3$ 、粘性係数 $\mu = 1.077 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ とし、乱流モデルについては DES(Detached Eddy Simulation)を適用した。ここに、DES では格子サイズよりも小さいスケールの乱流が卓越する領域を RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation)、格子サイズで解像可能なスケールの乱れを LES(Large Eddy Simulation)として取り扱い、壁面からの距

離や乱れスケールを指標としてこれらを切り替えるハイブリッドモデルである。津波の流れにおける水面（自由表面）のモデル化については、VOF (Volume of Fluid) 法を用いた。なお、底面やタンク表面壁面の境界条件にはノンスリップ条件を適用しているが、表面粗度については設定していない。水平面内の格子分割は、タンク表面の円周方向を 500 分割程度、表面法線方向の第一層の格子厚さをタンク直径に対して $1/10^4 \sim 1/10^3$ 程度とした。また、段階的に格子サイズを大きくし、タンク中心から $1.25R$ (R : タンク半径) の位置では格子分割をタンク直径の $1/40 \sim 1/25$ 程度とした。鉛直方向の格子分割は、地表面の第一層の格子厚さを進行波浸水深の $1/500 \sim 1/400$ 程度とし、段階的に格子サイズを大きくして水面近傍では格子分割を進行波浸水深の $1/15$ 程度とした。タンク中心位置の浸水深・流速の条件が同一となるようにタンク中心と入口境界の距離をタンク径によらず一定とし、タンク径の一番小さいケースで $80R$ 、一番大きいケースで $7.3R$ とした。また、タンク中心から $20R$ 以上後流側に出口境界を設けるとともに解析領域幅は $40R$ とした。

3.2 浸水深・流速が一定の場合のケーススタディ

流入境界に所定の浸水深・流速を一定値として与える定常流の CFD を行い、津波波力評価手法との比較を行った。まずタンクを設置しない条件（進行波）にて同様の CFD を行いタンク中心位置の流動条件を予め確認したところ、フルード数 $F_r (= u/\sqrt{g\eta})$ や浸水深を代表長さとする

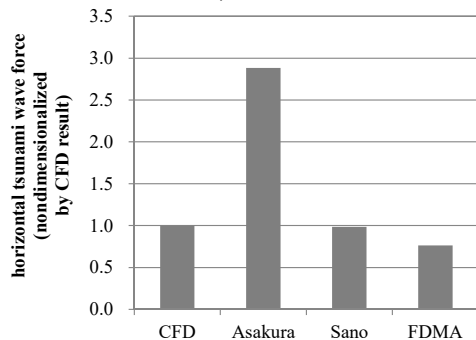


Fig.7 Horizontal tsunami wave force in steady flow ($D/E=0.96$, D : diameter of tank, E : specific energy)

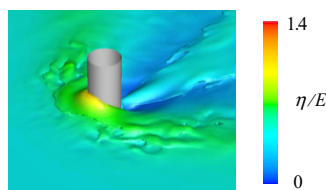


Fig.8 Inundation depth η of CFD in steady flow ($D/E=0.96$, D : diameter of tank, E : specific energy)

レイノルズ数 $Re (= u\eta/\nu)$ は各々 $F_r=1.68$ 、 $Re=1.19 \times 10^7$ であった。ここに、 η と u はタンク中心位置の浸水深と断面平均流速であり、 ν は動粘性係数である。なお、 $F_r=1.68$ の条件は、式(6)の浸水深係数 $\alpha=2.41$ に相当する。

タンクに作用する水平方向の津波波力（以下、水平波力）に関して、CFD および各津波波力評価手法の結果を Fig.7 に示す。なお、Fig.7 はタンク径 D と比エネルギー $E (= u^2/2g + \eta)$ の比 D/E が 1 程度となる条件での結果であるが、これは榊山[5]の実験とほぼ同条件である。

Fig.7 には、各手法の結果を CFD の結果で無次元化したものを示しているが、朝倉[1]の方法による水平波力の評価値は CFD の 2.9 倍程度となった。これは、朝倉[1]の方法が浸水深係数を 3 としていることや、構造物前面の浸水深分布を一定とし背面に作用する圧力も考慮しないことに起因するものである。Fig.8 に CFD によって得られたタンク周囲の浸水深を示しているが、浸水深分布は一定ではなくタンク側面の浸水深はタンク前面に比べて小さくなる。続いて、消防庁[3]の方法による水平波力の評価値は CFD の 0.7~0.8 倍となった。ここで、Fig.9 にタンク前面の浸水深を示すが、CFD と佐野[2]の方法がほぼ同等となるのに対し、消防庁[3]の方法は CFD に対して小さい。これは、消防庁[3]の方法の式(5)において、フルード数 1.3

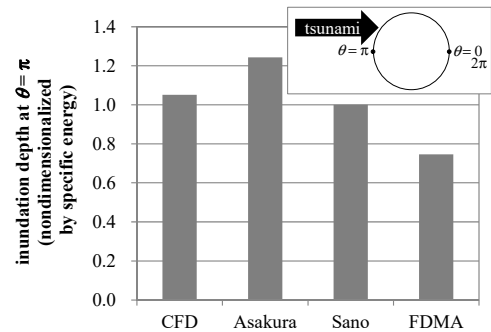


Fig.9 Inundation depth at $\theta=\pi$ in steady flow ($D/E=0.96$, D : diameter of tank, E : specific energy)

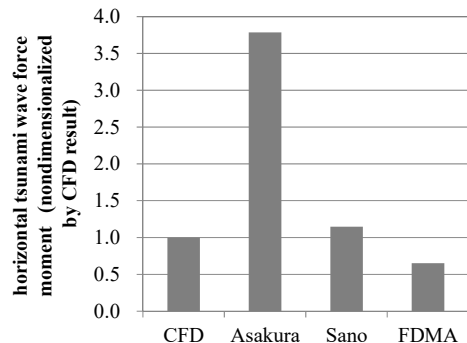


Fig.10 Horizontal tsunami wave force moment in steady flow ($D/E=0.96$, D : diameter of tank, E : specific energy)

以上の場合に浸水深係数を 1.8 で一定とするためであり、浸水深の過小評価が波力の過小評価につながったものと考えられる。なお、佐野[2]の方法については、水平波力の評価値が CFD とほぼ同じ値となった。

Fig.10 に、水平波力によるモーメントの結果を示す。ここに、朝倉[1]の方法では水平波力が前面の浸水深 3η の $1/3$ の高さに作用するとした。また、消防庁[3]の方法による結果も併記した。

水平波力と同様に、水平波力によるモーメントについても、朝倉[1]の方法が CFD に対して過大評価となり、消防庁[3]の方法が CFD に対して過小評価となった。一方で、佐野[2]の方法は CFD とほぼ同等の結果となった。

以上より、佐野[2]の方法は、消防庁[3]の方法で示された浸水深分布や榊山[4][5]が提案した浸水深係数を併用し、さらに独自の動圧項を導入することで、従来手法に比べてより CFD に近い波力評価結果となることを確認した。

続いて、タンク径 D を変化させた定常流の CFD を行い、佐野[2]の方法と比較した。その結果を Fig.11 に示す。ここに、タンク径 D が変化するとタンクと津波の流れが干渉する投影断面のアスペクト比が変化し、タンク周囲の流れ場が佐野[2]の方法で仮定した状態から乖離する可能性がある。Fig.11 は、横軸がタンク径 D を進行波の比エネルギー E で無次元化した値、縦軸が佐野[2]の方法によ

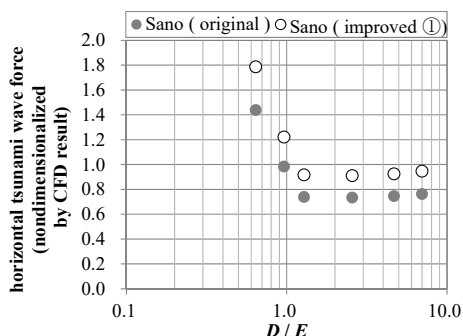


Fig.11 Horizontal tsunami wave force in steady flow
(D: diameter of tank, E: specific energy)

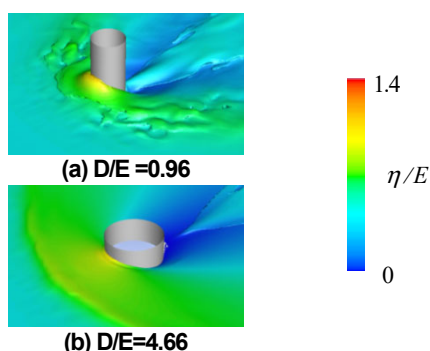
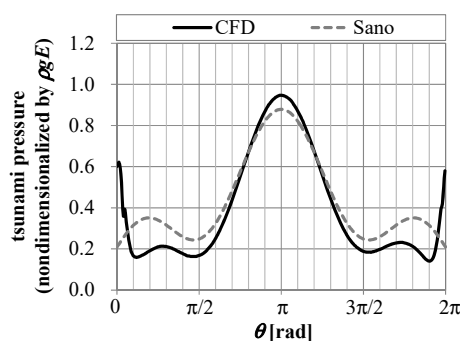


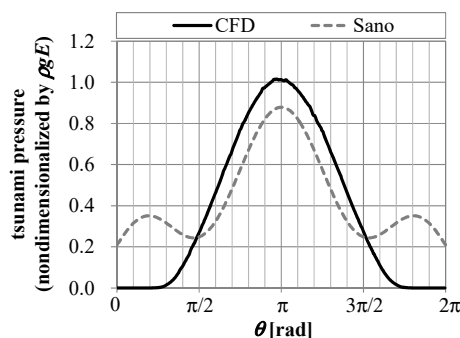
Fig.12 Inundation depth η of CFD in steady flow
(D: diameter of tank, E: specific energy)

る水平波力評価結果を CFD の結果で無次元化したものであるが、 D/E が 1 以上の領域では佐野[2]の方法による水平波力評価結果が CFD を下回っている。

Fig.12 に、タンク周囲の浸水深分布に関する CFD 結果の一例を示すが、比エネルギー E に対してタンク径 D が大きくなるほどタンク後縁側に流れが回り込みにくくなり、タンク後方の浸水深が低下する。Fig.13 に地表高さにおけるタンク表面の波圧を示すが、 $D/E=0.96$ のケースではタンク背面側 ($0 \leq \theta \leq \pi/2$ および $3\pi/2 \leq \theta \leq 2\pi$) の全ての領域で波圧が発生しているのに対し、 $D/E=4.66$ のケースではタンク背面側における波圧の発生領域が限定されている。ここに、タンク背面側に作用する波圧は、津波の進行方向とは逆の方向に作用し波力を低下させるが、佐野[2]の方法では条件によらず背面側にも波圧が発生するものと仮定している。これが、 D/E が 1 以上の領域で波力を過小評価する主因と考えられる。この結果に基づいて、水平波力を求める式(13)の積分範囲をタンク全周 ($\theta=0 \sim 2\pi$) からタンク前面のみ ($\theta=\pi/2 \sim 3\pi/2$) に変更する改良案(improved①)を検討した。Fig.11 にはその結果を併記しているが、改良前は D/E が 1 以上の領域で CFD に対して 2~3 割程度下回るのに対し、improved①では CFD に対する下回りが 1 割程度以下まで改善した。



(a) $D/E=0.96$



(b) $D/E=4.66$

Fig.13 Tsunami pressure acting on tank surface at ground level in steady flow
(ρ : fluid density, D: diameter of tank, E: specific energy)

3.3 浸水深・流速が変化する場合のケーススタディ

3.2 項で述べた進行波の浸水深および流速が一定の場合の知見は、これらが緩やかに変化する場合にも適用可能と考えられる。一方で、これらが急激に変化する条件では、波力が大きくなる可能性がある。このようなケースは稀ではあるが、防潮堤を越波する等の特殊な場合に発生しうると考えられる。このような急激に変化する進行波を CFD 上で再現するために、解析初期場と流入境界条件に与える浸水深および流速を調整し、タンク中心位置で Fig.14 に示すような時刻歴特性となる CFD を実施した。ここに、Fig.14 に示した時刻歴波形はタンクを設置しない条件（進行波）で実施した CFD の結果であり、流速はタンク中心位置の断面を通過した単位幅当たりの流量を浸水深で除した値である。また、CFD では津波先端部にて気相と液相が混在する状態が生じたため、Fig.14 には浸水深がある程度上昇して液相部分が明確となる時間領域の時刻歴波形を示した。ここに Fig.14 では、比エネルギー最大時の流速 $u_{E_{max}}$ に相当する流れがタンク径 D の距離を通過する時間 $(D/u_{E_{max}})$ で横軸を無次元化しているが、浸水開始直後の浸水深および流速が大きく変化する時間領域で比エネルギーが最大となっている。なお、比エネルギー最大時の浸水深を $\eta_{E_{max}}$ 、流速を $u_{E_{max}}$ とすると、フルード数 $F_r (= u_{E_{max}} / \sqrt{g\eta_{E_{max}}})$ や浸水深を代表長さとするレイノルズ数 $Re (= u_{E_{max}} \eta_{E_{max}} / \nu)$ は各々 $F_r = 1.88$ 、 $Re = 1.19 \times 10^7$ となった。また、タンク直径 D と比エネルギー最大値 E_{max} の比は、 $D/E_{max} = 6.58$ となった。

続いてタンクを設置した状態にて、Fig.14 に示した進行波と同条件となる CFD を実施し、タンクに作用する波力を評価した。Fig.15 にその結果を示す。

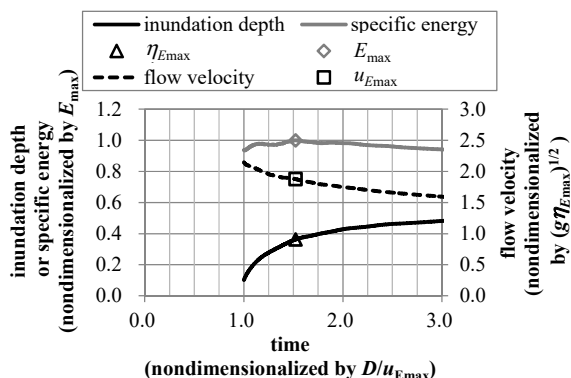


Fig.14 Tsunami unsteady flow at center position of tank in CFD without tank
(D : diameter of tank, E_{max} : maximum value of specific energy, $\eta_{E_{max}}$ and $u_{E_{max}}$: inundation depth and flow velocity on occurrence of E_{max})

ここに Fig.15 の縦軸は、CFD で得た水平波力を式(13)の佐野[2]の方法で求めた水平波力で無次元化した値である。なお、佐野[2]の方法では比エネルギー最大時の諸元をインプットとした。タンクに作用する水平波力は、比エネルギーが最大値付近となる領域で最大となり、式(13)の佐野[2]の方法で求めた水平波力に対して約 1.7 倍となった。Fig.16 にはタンク周囲の浸水深の分布を示しているが、水平波力が最大となるのは津波先端部がタンクに到達して間もないタイミングであることがわかる。このような状態では、進行波の持つ運動量がタンク前面位置と背面位置で大きく異なる。そこで、本論文では波力を「タンクによって流れが変化することに起因する成分」と「進行波のタンク前後位置における運動量差に起因する成分」に分けて、前者には佐野[2]の方法が適用できるものとし、後者については次式の方法を検討した。

$$\Delta F_{th}(t) = D[M_1(t) - M_0(t)] \approx -D^2 \frac{dM_c}{dx} \Big|_t \approx D^2 \frac{M_c(t+\Delta t) - M_c(t-\Delta t)}{[u_c(t+\Delta t) + u_c(t-\Delta t)]\Delta t} \quad (22)$$

ここに、 $\Delta F_{th}(t)$ は運動量差に起因する波力の成分、 D はタンク径である。また、 $M_1(t)$ 、 $M_0(t)$ および $M_c(t)$ は、時間 t においてタンクの前面、背面および中心位置を単位時間当たりを通過する進行波単位幅当たりの運動量である。

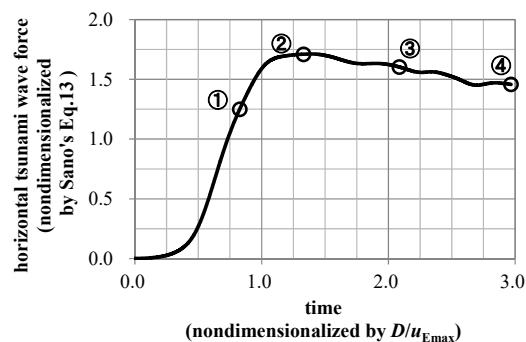


Fig.15 Horizontal tsunami wave force of CFD in unsteady flow (D : diameter of tank, $u_{E_{max}}$: flow velocity on occurrence of maximum value of specific energy)

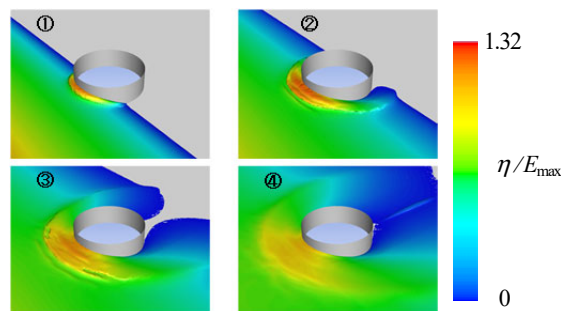


Fig.16 Inundation depth η of CFD in unsteady flow (E_{max} : maximum value of specific energy)

本論文では、式(22)の2行目のようにタンク中心位置のデータによって $\Delta F_{Hf}(t)$ を評価する方法(improved②)を考案した。なお、流体密度を ρ 、タンク中心位置の流速および浸水深を $u_c(t)$ および $\eta_c(t)$ とすると、 $M_c(t)=\rho[u_c(t)]^2\eta_c(t)$ である。Fig.17 に波力評価結果を示すが、図中の”improved ①”は波圧の積分範囲をタンク前面($\theta=\pi/2\sim 3\pi/2$)に限定したものの、”improved①+②”は上記に加えて式(22)を加算したものである。また、佐野[2]の方法および式(22)の計算には波力最大時に近い時間で発生する比エネルギー最大時の諸元を用い、式(22)の Δt については、 $\Delta t/(D/u_{Emax})$ が0.25程度となる値を用いた。Fig.17 の結果から、佐野[2]の方法にこれらの改良を加えることで、浸水開始から急激に浸水深や流速が変化する条件においても、妥当な波力評価結果が得られるものと考えられる。

ところで、陸上の遡上解析では波力評価対象とするタンク自体を解析格子で再現するケースも考えられる。この場合は、タンク中心位置の進行波の情報が得られないためタンク前面の情報で代用する必要がある。Fig.18 に今回のCFDにおけるタンク前面の諸量で波力を評価した事例を示すが、堰き止め効果によってタンク前面の流速が減勢することから佐野[2]の方法の動圧項が小さく評価され、概ね安全側の評価となった。

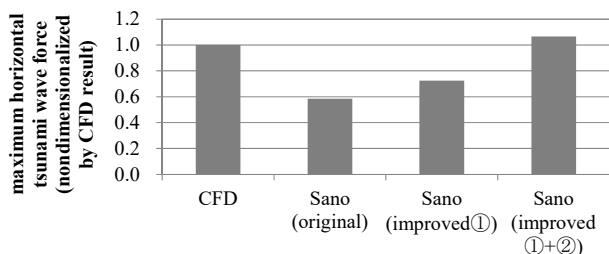


Fig.17 Maximum horizontal tsunami wave force in unsteady flow (improved①: integration range of tsunami pressure is changed, improved②: difference of momentum Eq.22 is considered)

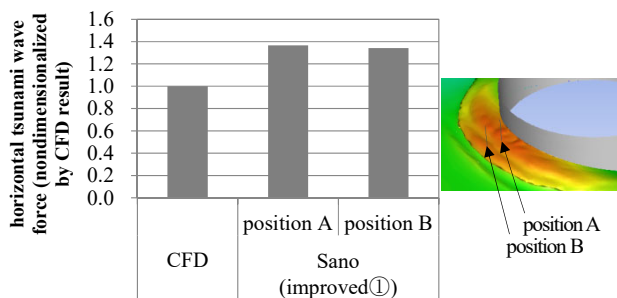


Fig.18 Example of horizontal tsunami wave force evaluated by Sano's method with flow data in front of tank (position A: D/12 in front of tank, position B: D/6 in front of tank, D: diameter of tank)

4. 結論

本論文では、円筒タンクに作用する津波波力評価手法について佐野[2]の方法を紹介し、CFD との比較によりその特徴を考察した。まず、定常流れの条件で比較したところ、朝倉[1]の方法はCFD に対して円筒タンクの波力を過大評価するのに対し、佐野[2]の方法は概ね妥当な結果となった。また、タンク径が比エネルギーより大きくなるとタンク背後への流れの回り込みが無くなる現象に対応するために、式(13)の積分範囲をタンク前面に限定する改良案を提案した。さらに、流速・浸水深が急激に変化するような条件に対応するために、進行波におけるタンク前後の運動量差を考慮した改良案を提案した。

なお、本研究は、東京電力ホールディングス株式会社、北海道電力株式会社、東北電力株式会社、中部電力株式会社、北陸電力株式会社、関西電力株式会社、中国電力株式会社、四国電力株式会社、九州電力株式会社、日本原子力発電株式会社、電源開発株式会社、日立GEニュークリア・エナジー株式会社、東芝エネルギーシステムズ株式会社、三菱重工業株式会社が共同で実施した「津波波力・漂流物衝突作用時における機器・配管の構造強度評価の研究」の成果の一部である。

参考文献

- [1] 朝倉良介, 岩瀬浩二, 池谷毅, 高尾誠, 金戸俊道, 藤井直樹, 大森政則: “護岸を越流した津波による波力に関する実験的研究”, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 911-915 (2000).
- [2] 佐野理志, 石井英二, 後藤祥広, 池末俊一, 串岡清則, 羽田野琢磨, 榊山勉, 森北豊一: “単体の円筒タンクに作用する高フルード数領域を考慮した津波波力評価式の提案”, 土木学会論文集 B3 (海洋開発), Vol. 71, No. 2, pp. I_581-I_586 (2015).
- [3] 総務省消防庁: “危険物施設の津波・浸水対策に関する調査検討報告書”, pp. 1-98, 2009.
- [4] 榊山勉: “陸上遡上津波の伝播と構造物に作用する津波波力に関する研究”, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 68, No. 2, pp. I_771-I_775 (2012).
- [5] 榊山勉: “津波遡上流によるタンクに作用する流体力に関する研究”, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 70, No. 2, pp. I_891-I_895 (2014).

(2019年9月9日受理, 2020年6月16日採択)