

Motion Reduction of Rectangular Pontoon Using Sloshing Liquid Damper

Il-Hyoung Cho^{ID*}

^{*}Department of Ocean System Engineering, Jeju National University, Jeju, Korea

슬로싱 액체 댐퍼를 이용한 사각형 폰툰의 운동 저감

조일형^{ID*}

^{*}제주대학교 해양시스템공학과

KEY WORDS: Sloshing liquid damper 슬로싱 액체 댐퍼, Rectangular pontoon 사각형 폰툰, Motion reduction 운동 저감, Model test 모형 실험, Resonance 공진

ABSTRACT: The interaction between a sloshing liquid damper (SLD) tank and a rectangular pontoon was investigated under the assumption of the linear potential theory. The eigenfunction expansion method was used not only for the sloshing problem in the SLD tank but also for analyzing the motion responses of a rectangular pontoon in waves. If the frictional damping due to the viscosity of the SLD tank was ignored, the effect of the SLD appeared to be an added mass in the coupled equation of motion. The installation of the SLD tank had a greater effect on the roll motion response than the sway and heave motion of the pontoon. One resonance peak for rolling motion showed up in the case of a frozen liquid in the SLD tank. However, if liquid motion in the SLD tank was allowed, two peaks appeared around the first natural frequency of the fluid in the SLD tank. In particular, the peak value located in the low-frequency region had a relatively large value, and the peak frequency located in the high-frequency region moved into the high-frequency region as the depth of the liquid in the tank increased.

1. 서 론

동조 액체 댐퍼(Tuned liquid damper, TLD)는 바람, 파도, 지진에 의한 고층 건물, 현수교, 풍력발전기, 부유식 플랫폼 등의 진동 및 동적 운동을 줄이기 위한 목적으로 널리 사용되어 왔다 (Colwell and Basu, 2009). TLD는 동조 액체 기둥 댐퍼(Tuned liquid column damper, TLCD)와 슬로싱 액체 댐퍼(Sloshing liquid damper, SLD)로 크게 나눌 수 있다. 가장 널리 보급된 TLCD는 액체가 채워진 U자형 관의 형태를 가지며 액체가 한쪽 기둥에서 반대쪽 기둥으로 흐르면서 수직관에 작용하는 충격력과 바닥 수평 관을 통과하면서 생기는 점성에 의한 마찰 감쇠력으로 구조물의 운동을 감소시킨다. TLCD는 선박의 횡 운동을 줄이기 위한 목적으로 설치되는 안티 롤링 탱크(Anti-rolling tank)와 유사하다. TLCD내 액체의 고유주파수는 $\omega = \sqrt{2g/l}$ 이다. 여기서 l 은 액체 기둥의 총 길이이다. U자형 관내 액체를 추가하거나 빼는 것으로 TLCD의 내부 액체의 고유주파수를 쉽게 바꿀 수 있어 외부 하중 특성에 쉽게 대응할 수 있다. TLCD의 단점은 한 방향으로만 작동하는 평면 구조이므로 여러 방향으로 진동/운

동하는 구조물에 대해서는 취약하다. TLCD가 지닌 단일 방향성 문제점을 개선하기 위하여 2개의 TLCD를 서로 직교하게 배치하는 이중 동조 액체 기둥 댐퍼(Double tuned liquid column damper, DTLCD)가 개발되었다. 또한 TLCD는 자체 질량에 비해 감쇠력이 작아 진동 및 운동 에너지를 줄이는 효과가 떨어진다. TLCD의 감쇠력을 증가시키는 목적으로 TLCD 내부에 투과성 격벽(Porous bulkhead)을 설치하거나 쇠구슬 등을 넣는 방법들이 제안되었다. 앞서 언급하였듯이 TLCD는 하나의 고유주파수에서만 감쇠 효과가 주로 발생하므로 특정한 고유주파수에서 주로 진동하는 풍력발전기나 타워와 같이 단순한 기하학적 형상을 갖는 구조물에 적합한 진동/운동 저감 장치이다.

슬로싱 액체 댐퍼(SLD)는 TLCD와 비교하여 상대적으로 간단한 구조이다. 일반적으로, 액체를 채운 직사각형 또는 원통형의 용기를 사용한다. 탱크 내의 액체의 고유주파수와 운동주파수가 일치되면 공진으로 탱크 내의 액체의 수면 운동이 커지는 슬로싱 현상이 발생한다. 이때 증폭된 수면 변위는 탱크 벽에 하중으로 작용하여 전체 시스템의 운동 특성이 바뀌게 된다. SLD는 TLCD와 달리 탱크 내에 다수의 고유주파수가 존재한다.

Received 12 December 2018, revised 19 February 2019, accepted 11 April 2019

Corresponding author IL-Hyoung Cho: +82-64-754-3482, cho0904@jejunu.ac.kr ORCID: https://orcid.org/0000-0002-4005-2724

© 2019, The Korean Society of Ocean Engineers

This is an open access article distributed under the terms of the creative commons attribution non-commercial license (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0>) which permits unrestricted non-commercial use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

고유주파수는 탱크의 기하학적 형상과 내부 액체의 깊이에 따라 바뀐다. SLD장치의 감쇠 효과를 증가시키기 위하여 불투과성 또는 투과성 격벽을 수직과 수평 방향으로 SLD 탱크 내에 설치한다(Crowley and Porter, 2012; Faltinsen et al., 2011; Cho, 2015; Cho, 2016; Cho and Kim, 2016; Cho et al., 2017). 격벽의 추가로 최대 60%의 에너지 소멸을 기대할 수 있으며 이는 전체 시스템의 운동 저감으로 이어진다.

파랑중 부유체와 그 내부에 설치한 슬로싱 탱크간의 상호작용 해석은 주로 주파수영역과 시간영역 해석으로 나누어 수행되었다. Molin et al.(2002)과 Newman(2005)은 선형포텐셜이론을 가정하여 주파수영역에서 선박의 운동과 선박 내에 탑재된 액체 탱크의 슬로싱 상호작용 문제를 해석하였다. 선형이론으로는 슬로싱 탱크 내의 점성에 의한 비선형 감쇠력을 제대로 다루지 못하므로 임펄스 응답 함수(Impulse response function)를 이용한 시간영역 해석법이 종종 사용되고 있다. Kim(2002)은 3차원 유한차분법을 사용하여 슬로싱 액체에 의한 탱크 벽에 작용하는 하중을 구하고, 선박에 작용하는 파기진력과 동유체력은 패널(Panel) 방법을 사용하여 해석하였다. 이를 연성된 운동방정식 내에서 결합하여 슬로싱 탱크가 선박의 운동에 미치는 영향을 살펴보았다. Rognebakke and Faltinsen(2003)은 파랑중 액체 탱크를 탑재한 선박의 운동 실험을 수행하고 해석결과와 비교하였다. 탱크 내에 채워진 액체의 깊이를 달리하면서 규칙과 중에서의 선박의 운동과 슬로싱 탱크 내의 액체의 수면 운동을 살펴보았다.

본 연구에서는 사각형 SLD 탱크를 탑재한 사각형 폰툰의 파랑중 운동특성을 살펴보았다. 해석상의 편의를 위하여 2차원 문제로 가정하였고, 선형포텐셜이론을 사용하였다. 먼저 탱크의 수평과 횡 운동 시 탱크 내의 유동에 대한 해석해를 구하고, 모형실험을 실시하여 이를 검증하였다. SLD 탱크 내 액체의 수면 운동이 사각형 폰툰의 수평과 횡 방향 운동에 미치는 영향을 살펴보기에 앞서 파랑중 사각형 폰툰 운동에 대한 해석해를 구하였다. 해석방법은 고유함수전개법(Eigenfunction expansion method)을 사용하였다. SLD 탱크 내 액체의 수면 운동은 탱크 벽과 바닥에 하중으로 작용하여 연성된 운동방정식 안에 부가 질량으로 나타난다. 탱크 내 액체의 수면 운동이 폰툰의 운동에 미치는 영향을 살펴보려고 SLD 탱크 내 액체의 수면 운동을 구축하고 질량의 증가만 고려한 상태(Frozen liquid)와 탱크 내 액체의 수면 운동을 자유롭게 허용한 상태(Sloshing liquid)로 나누어 폰툰의 수평, 수직, 횡 방향 운동특성을 비교하였다. 또한 탱크 내 액체의 깊이를 변화시켜가면서 폰툰의 운동특성의 변화를 살펴보았다.

2. 사각형 폰툰의 운동

폭 방향으로 무한히 긴 사각형 폰툰이 수심 h 위에 떠 있고 입사파는 x 축의 양의 방향으로 진행한다고 가정하자(Fig. 1). 폰툰의 흘수는 d 이며, 길이는 $2a$ 이다. 유체는 비압축성, 비점성이고 유동을 비회전성이라 가정하면 속도포텐셜을 도입할 수 있다. 속도포텐셜과 폰툰의 운동은 입사파의 주파수 ω 를 갖고 조화운동을 한다.

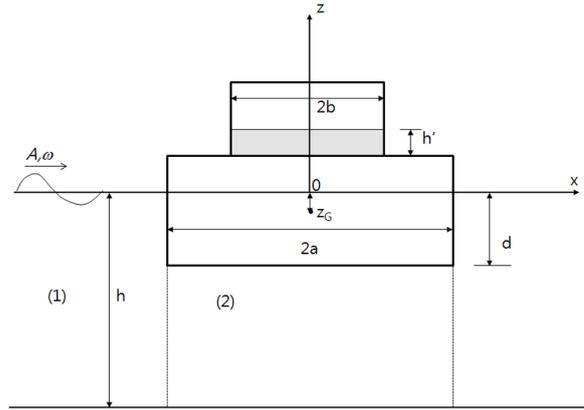


Fig. 1 Definition sketch of a rectangular pontoon with SLD (sloshing liquid damper) tank in waves.

$$\Phi(x, z, t) = Re\{\phi(x, z)e^{-i\omega t}\}, \quad (1)$$

$$\zeta_{1,2,3}(t) = Re\{\xi_{1,2,3}e^{-i\omega t}\}$$

여기서 밑 첨자 1, 2, 3은 각각 수평(Sway), 수직(Heave), 횡(Roll) 방향의 운동모드를 나타낸다.

전체 포텐셜 $\phi(x, z)$ 는 회전과 포텐셜(ϕ_D)과 방사와 포텐셜($\phi_j, j=1, 2, 3$)의 합으로 표현된다.

$$\phi(x, z) = -\frac{ig}{\omega} A\phi_D(x, z) - i\omega \sum_{j=1}^3 \xi_j \phi_j(x, z) \quad (2)$$

여기서 A 는 입사파의 진폭이다. 회전과 포텐셜은 입사파 포텐셜과 산란파 포텐셜의 합으로 다음과 같다.

$$\phi_D(x, z) = \phi_1(x, z) + \phi_4(x, z) \quad (3)$$

입사파 속도포텐셜은 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$\phi_1(x, z) = \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} e^{ik(x+a)} \quad (4)$$

여기서 k 는 입사파의 파수(Waveumber)를 나타낸다.

사각형 폰툰은 z 축에 대하여 대칭 구조이므로, 속도포텐셜을 z 축의 대칭(Symmetry) 성분과 비대칭(Antisymmetry) 성분으로 나눌 수 있다.

$$\phi_j(x, z) = \phi_j^+(x, z) + \phi_j^-(x, z) \quad (5)$$

여기서 위 첨자 +, -는 각각 대칭 성분과 비대칭 성분을 뜻한다. 대칭 성분과 비대칭 성분은 다음 관계식을 만족한다.

$$\phi_j^+(-x, z) = \phi_j^+(x, z), \quad \frac{\partial \phi_j^+}{\partial x}(0, z) = 0, \quad (6)$$

$$\phi_j^-(-x, z) = -\phi_j^-(x, z), \quad \phi_j^-(0, z) = 0$$

식 (6)의 관계식을 이용하면 유체영역 전체를 풀지 않고 $x \leq 0$ 영역만을 풀어 해를 구하고 $x > 0$ 영역으로 해를 확장할 수 있다.

경계치 문제를 회절문제와 방사문제로 나누어 각 문제에 대한 해를 구하여 폰톤에 작용하는 파기진력과 동유체력을 구한다. 이를 운동방정식에 대입하여 각 운동 모드에 대한 운동변위를 구한다. 회절과 방사 문제를 푸는 해석방법으로 본 연구에서는 고유함수 전개법을 사용하였다(Cho, 2016; Abul-Azm and Gesraha, 2000; Drimer et al., 1992).

2.1 회절문제

고정된 사각형 폰톤에 의한 파의 회절 문제를 풀기 위하여 유체영역을 Fig. 1과 같이 영역 (1)과 (2)로 나누었다.

영역 (1)의 경계조건식을 만족하는 회절과 포텐셜을 쓰면 다음과 같다.

$$\phi_D^{(1)\pm} = \left(\frac{1}{2} e^{-k_0(x+a)} + R^\pm e^{k_0(x+a)} \right) I_0 f_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} A_{4n}^\pm e^{k_n(x+a)} f_n(z) \quad (7)$$

여기서 $I_0 = N_0 / \cosh kh$ 이다. 여기서 고유값 k_n 은 아래의 분산식을 만족한다.

$$k_n \tan k_n h = -\frac{\omega^2}{g}, \quad n \geq 0 \quad (8)$$

여기서 $k_0 (= ik)$ 은 진행파(Propagating wave) 성분을, $k_n (n \geq 1)$ 는 비진행파(Non-propagating wave) 성분을 나타낸다.

고유함수 $f_n(z)$ 는 식 (9)와 같으며, 직교성 $\left(\frac{1}{h} \int_{-h}^0 f_n(z) f_m(z) dz = \delta_{mn} \right)$ 을 만족한다. 여기서 δ_{mn} 는 $m=n$ 일 때 1이고, $m \neq n$ 일 때 0의 값을 갖는 Kronecker-Delta 함수이다.

$$f_n(z) = N_n^{-1} \cos k_n(z+h), \quad (N_n)^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sin 2k_n h}{2k_n h} \right) \quad (9)$$

영역 (2)의 속도포텐셜은 다음과 같다.

$$\phi_D^{(2)\pm} = \begin{pmatrix} B_{40}^+ \\ B_{40}^- \end{pmatrix} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} B_{4n}^\pm \begin{pmatrix} \cosh \lambda_n x \\ \sinh \lambda_n x \end{pmatrix} \cos \lambda_n(z+h) \quad (10)$$

여기서 고유값 $\lambda_n = n\pi/(h-d)$, $n=0, 1, 2, \dots$ 이다.

영역 (1)과 (2)의 속도포텐셜의 미지수 $R^\pm, A_{4n}^\pm, B_{4n}^\pm$ 을 구하기 위하여 두 영역이 만나는 경계면($x=-a$)에서 두 영역의 해를 정합시켜야 한다. $x=-a$ 에서 수평방향 속도는 서로 같아야 한다.

$$\frac{\partial \phi_D^{(1)\pm}}{\partial x} = \begin{cases} 0, & -d \leq z \leq 0 \\ \frac{\partial \phi_D^{(2)\pm}}{\partial x}, & -h \leq z \leq -d \end{cases} \quad (11)$$

식 (7)과 식 (10)을 식 (11)에 대입하면 다음과 같다.

$$\sum_{n=0}^{\infty} k_n A_{4n}^\pm f_n(z) = \begin{cases} 0, & -d \leq z \leq 0 \\ \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n p_n^\pm B_{4n}^\pm \cos \lambda_n(z+h), & -h \leq z \leq -d \end{cases} \quad (12)$$

여기서

$$R^\pm = A_{40}^\pm / I_0 + \frac{1}{2}, \quad p_0^\pm = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad p_n^\pm = \lambda_n \begin{pmatrix} -\sinh \lambda_n a \\ \cosh \lambda_n a \end{pmatrix}, \quad n \geq 1 \text{이다. } \varepsilon_n \text{는}$$

Neumann 계수로 $\varepsilon_0 = 1, \varepsilon_n = 2, n \geq 1$ 로 정의된다.

고유함수의 직교성을 이용하여 식 (12)의 양변에 $f_m(z)$, $m=0, 1, \dots$ 를 곱한 뒤 z 에 대하여 $-h$ 부터 0까지 적분하면 다음과 같다.

$$k_m h A_{4m}^\pm = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n (h-d) p_n^\pm G_{nm} B_{4n}^\pm \quad (13)$$

여기서 $G_{nm} = \frac{1}{(h-d)} \int_{-h}^{-d} \cos \lambda_n(z+h) f_m(z) dz$ 이다.

한편 $x=-a, -h \leq z \leq -d$ 에서 속도포텐셜이 서로 같다는 정합 조건식은 다음과 같다.

$$I_0 f_0(z) + \sum_{n=0}^{\infty} A_{4n}^\pm f_n(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n q_n^\pm B_{4n}^\pm \cos \lambda_n(z+h) \quad (14)$$

여기서 $q_0^\pm = \begin{pmatrix} 1 \\ -a \end{pmatrix}, q_n^\pm = \begin{pmatrix} \cosh \lambda_n a \\ -\sinh \lambda_n a \end{pmatrix}, n \geq 1$ 이다. 식 (14)의 양변에

$\cos \lambda_m(z+h), m=0, 1, 2, \dots$ 을 곱한 뒤, z 에 대하여 $-h$ 부터 $-d$ 까지 적분하면 다음과 같다.

$$q_m^\pm B_{4m}^\pm = I_0 G_{m0} + \sum_{n=0}^{\infty} A_{4n}^\pm G_{mn} \quad (15)$$

식 (14)-(15)로부터 아래와 같은 B_{4n}^\pm 에 대한 대수방정식을 얻을 수 있다.

$$B_{4m}^\pm + \frac{1}{q_m^\pm} \sum_{k=0}^N F_{4mk}^\pm B_{4k}^\pm = \frac{I_0 G_{m0}}{q_m^\pm}, \quad m=0, 1, \dots \quad (16)$$

여기서 $F_{4mk}^\pm = -\varepsilon_k (h-d) p_k^\pm \sum_{n=0}^N \frac{G_{mn} G_{kn}}{k_n h}$ 이다.

식 (16)의 대수방정식을 풀어 B_{4n}^\pm 을 구하고 식 (13)에 대입하여 영역 (1)의 미지수 A_{4n}^\pm 을 구한다.

사각형 폰톤에 작용하는 수평, 수직, 횡 방향의 파기진력 $F_i^{ex,t} = ARc \{ f_i^{ex,t} e^{-i\omega t} \}$ 은 회절파의 동압력을 적분하여 구할 수 있다.

$$f_1^{ext} = 2\rho g \int_{-d}^0 \phi_D^{(1)-}|_{x=-a} dz \quad (17)$$

$$f_2^{ext} = 2\rho g \int_{-a}^0 \phi_D^{(2)+}|_{z=-d} dx$$

$$f_3^{ext} = 2\rho g \left\{ \int_{-d}^0 (z-z_G) \phi_D^{(1)-}|_{x=-a} dz - \int_{-a}^0 x \phi_D^{(2)-}|_{z=-d} dx \right\}$$

2.2 방사문제

수평($i=1$), 수직($i=2$), 횡($i=3$) 방향의 운동에 의한 방사문제에 대한 물체 경계조건식은 다음과 같다.

<Sway>

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi_1^{(2)}}{\partial z} = 0, & \text{on } z = -d, -a \leq x \leq 0 \\ \frac{\partial \phi_1^{(1)}}{\partial x} = 1, & \text{on } x = -a, -d \leq z \leq 0 \end{cases} \quad (18)$$

<Heave>

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi_2^{(2)}}{\partial z} = 1, & \text{on } z = -d, -a \leq x \leq 0 \\ \frac{\partial \phi_2^{(1)}}{\partial x} = 0, & \text{on } x = -a, -d \leq z \leq 0 \end{cases} \quad (19)$$

<Roll>

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi_3^{(2)}}{\partial z} = -x, & \text{on } z = -d, -a \leq x \leq 0 \\ \frac{\partial \phi_3^{(1)}}{\partial x} = (z-z_G), & \text{on } x = -a, -d \leq z \leq 0 \end{cases} \quad (20)$$

여기서 z_G 는 폰툰의 무게 중심의 z 좌표이다.

영역 (1)과 영역 (2)에서의 수평, 수직, 횡 방향 운동에 의한 방사와 포텐셜은 다음과 같다.

$$\phi_j^{(1)}(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} A_{jn} e^{k_n(x+a)} f_n(z), \quad j=1, 2, 3 \quad (21)$$

$$\phi_1^{(2)}(x, z) = B_{10}x + 2 \sum_{n=1}^{\infty} B_{1n} \sinh \lambda_n x \cos \lambda_n (z+h) \quad (22)$$

$$\phi_2^{(2)}(x, z) = \frac{(z+h)^2 - x^2}{2(h-d)} + B_{20} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} B_{2n} \cosh \lambda_n x \cos \lambda_n (z+h)$$

$$\begin{aligned} \phi_3^{(2)}(x, z) = & -\frac{(z+h)^2 x - x^3/3}{2(h-d)} + B_{30}x \\ & + 2 \sum_{n=1}^{\infty} B_{3n} \sinh \lambda_n x \cos \lambda_n (z+h) \end{aligned}$$

영역 (2)에서의 수직과 횡 방향 운동에 의한 방사와 포텐셜은 폰툰 바닥($z=-d$)에서 물체경계조건식을 만족해야 하므로 식 (22)의 우변에 특별해를 포함하고 있다.

$x=-a$ 에서 수평 방향의 속도가 서로 같다는 정합조건식으로 부터 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_{jn} k_n f_n(z) = \begin{cases} w_j(z), & -d \leq z \leq 0 \\ v_j(z) + \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n p_{jn} B_{jn} \cos \lambda_n (z+h) \\ & -h \leq z \leq -d \end{cases} \quad (23)$$

여기서

$$w_j(z) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ z-z_G \end{pmatrix}, v_j(z) = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{a}{(h-d)} \\ -\frac{(z+h)^2 - a^2}{2(h-d)} \end{pmatrix}$$

$$p_{j0} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, p_{jn} = \lambda_n \begin{pmatrix} \cosh \lambda_n a \\ -\sinh \lambda_n a \\ \cosh \lambda_n a \end{pmatrix}, n \geq 1$$

식 (23)의 양변에 $f_m(z), m=0, 1, \dots$ 를 곱한 뒤 z 에 대하여 $-h$ 부터 0 까지 적분하면 다음 식을 유도할 수 있다.

$$k_m h A_{jm} = \gamma_{jm} + \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n (h-d) p_{jn} G_{nm} B_{jn} \quad (24)$$

여기서 $\gamma_{jm} = \int_{-d}^0 w_j(z) f_m(z) dz + \int_{-h}^{-d} v_j(z) f_m(z) dz$

$x=-a$ 에서 속도포텐셜이 서로 같다는 정합조건식을 적용하면 다음과 같다.

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_{jn} f_n(z) = s_j(z) + \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n q_{jn} B_{jn} \cos \lambda_n (z+h) \quad (25)$$

여기서

$$s_j(z) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{(z+h)^2 - a^2}{2(h-d)} \\ \frac{(z+h)^2 a - a^3/3}{2(h-d)} \end{pmatrix}, q_{j0} = \begin{pmatrix} -a \\ 1 \\ -a \end{pmatrix}, q_{jn} = \begin{pmatrix} -\sinh \lambda_n a \\ \cosh \lambda_n a \\ -\sinh \lambda_n a \end{pmatrix}, n \geq 1$$

식 (25)의 양변에 $\cos \lambda_m (z+h), m=0, 1, 2, \dots$ 을 곱한 뒤, z 에 대하여 $-h$ 부터 $-d$ 까지 적분하면 다음과 같다.

$$q_{jm} B_{jm} = \sum_{n=0}^{\infty} G_{mn} A_{jn} - \alpha_{jm}, \quad (26)$$

여기서 $\alpha_{jm} = \frac{1}{(h-d)} \int_{-h}^{-d} s_j(z) \cos \lambda_m (z+h) dz$ 이다.

식 (24)를 식 (26)에 대입하여 정리하면 아래와 같은 대수방정식을 유도할 수 있다.

$$B_{jm} + \frac{1}{q_{jm}} \sum_{k=0}^N F_{jmk} B_{jk} = \frac{X_{jm}}{q_{jm}}, \quad m=0, 1, \dots \quad (27)$$

여기서

$$F_{jmk} = -\varepsilon_k p_{jk} (h-d) \sum_{n=0}^N \frac{G_{mn} G_{kn}}{k_n h}, \quad X_{jm} = -\alpha_{jm} + \sum_{n=0}^N \frac{\gamma_{jn} G_{mn}}{k_n h}$$

식 (27)의 대수방정식을 풀어 B_{jm} 을 구하고 식 (24)에 대입하여 미지수 A_{jm} 을 구한다.

폰톤의 수평, 수직, 횡 운동에 의한 동유체력 $F_i^R = Re\{f_i^R e^{-i\omega t}\}$ 은 다음과 같다.

$$f_i^R = \int_S p n_i dS = \rho \omega^2 \sum_{j=1}^3 \xi_j \int_S \phi_j n_i dS = \sum_{j=1}^3 f_{ij} \xi_j \quad (28)$$

여기서 $f_{ij} (= \rho \omega^2 \int_S \phi_j n_i dS)$ 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} f_{11} &= 2\rho\omega^2 \int_{-d}^0 \phi_1^{(1)}|_{x=-a} dz \\ f_{13} &= 2\rho\omega^2 \int_{-d}^0 \phi_3^{(1)}|_{x=-a} dz \\ f_{31} &= 2\rho\omega^2 \left\{ \int_{-d}^0 (z-z_G) \phi_1^{(1)}|_{x=-a} dz - \int_{-a}^0 x \phi_1^{(2)}|_{z=-d} dx \right\} \\ f_{22} &= 2\rho\omega^2 \int_{-d}^0 \phi_2^{(2)}|_{z=-d} dx \\ f_{33} &= 2\rho\omega^2 \left\{ \int_{-d}^0 (z-z_G) \phi_3^{(1)}|_{x=-a} dz - \int_{-a}^0 x \phi_3^{(2)}|_{z=-d} dx \right\} \end{aligned}$$

동유체력으로부터 부가질량(a_{ij})과 방사감쇠계수(b_{ij})를 아래와 같이 구할 수 있다.

$$f_{ij} = \omega^2 a_{ij} + i\omega b_{ij}, \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (29)$$

3. 슬로싱폰톤과 SLD 탱크의 연성

Fig. 2와 같이 길이 $2b$, 폭 w 인 사각형 SLD 탱크 내에 액체가 h' 만큼 채워져 있다. 폰톤과 함께 움직이는 SLD 탱크가 수평, 수직, 횡 방향으로 주파수 ω 를 가지고 조화운동을 하였을 때 탱크 내의 유동과 탱크에 가해지는 하중을 살펴보았다. 좌표축 (x, z') 의 중심을 SLD 탱크의 수면 상에 위치시키고, z' 의 연직 방향을 양의 방향으로 잡았다.

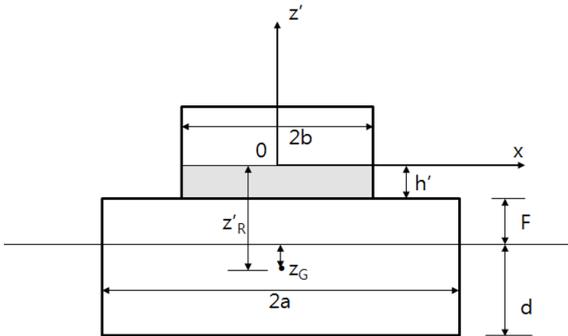


Fig. 2 Definition sketch of SLD tank on a rectangular pontoon.

2장에서와 동일하게 SLD 탱크 내의 유동 해석을 위하여 선형포텐셜 이론을 가정하여 속도포텐셜을 도입하였다. 속도포텐셜 ψ 을 공간과 시간의 함수로 분리하면 $\psi(x, z', t) = Re\left\{-i\omega \sum_{j=1}^3 \xi_j \psi_j(x, z') e^{-i\omega t}\right\}$ 로 쓸 수 있다. 여기서 ξ_j , $j=1, 2, 3$ 는 탱크의 수평, 수직, 횡 방향 운동변위이다. 각 운동모드에 대한 탱크 내의 속도포텐셜 $\psi_j(x, z')$ 은 아래 주어진 경계치 문제를 만족한다.

$$\nabla^2 \psi_j = 0, \quad j=1, 2, 3 \quad (30)$$

$$\frac{\partial \psi_j}{\partial z'} - K \psi_j = \delta_{j2}, \quad \text{on } z' = 0 \quad (31)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \psi_1}{\partial z'} = 0 \\ \frac{\partial \psi_2}{\partial z'} = 1 \\ \frac{\partial \psi_3}{\partial z'} = -x, \quad \text{on } z' = -h', \quad -b \leq x \leq 0 \end{cases} \quad (32)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \psi_1}{\partial x} = 1 \\ \frac{\partial \psi_2}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial \psi_3}{\partial x} = (z' - z_R'), \quad \text{on } x = -b, \quad -h' \leq z' \leq 0 \end{cases} \quad (33)$$

여기서 $K = \omega^2/g$ 이며, $(0, z_R')$ 는 회전 중심의 좌표를 나타낸다. δ_{j2} 는 $j=2$ 인 수직 운동 모드일 때 1이고, 수평과 횡 운동 모드일 때 0이다.

위의 경계치 문제를 풀기 위하여 고유함수 전개법을 사용하였다. 먼저 식 (30)-(32)을 만족하고 z' 축에 대하여 비대칭 운동모드를 보이는 수평과 횡 운동에 의한 탱크 내의 속도포텐셜을 쓰면 다음과 같다.

$$\psi_1(x, z') = \sum_{n=0}^{\infty} A_{1n} \sinh \kappa_n x g_n(z') \quad (34)$$

$$\psi_3(x, z') = -x \left(z' + \frac{1}{K} \right) + \sum_{n=0}^{\infty} A_{3n} \sinh \kappa_n x g_n(z')$$

여기서 고유함수는 $g_n(z') = \cos \kappa_n (z' + h') / \cos \kappa_n h'$ 이며, 고유값 κ_n 는 분산식 $\kappa_n \tan \kappa_n h' = -\omega^2/g$ 을 만족한다. 이때 고유함수는 아래의 직교성을 만족한다.

$$\int_{-h'}^0 g_m(z') g_n(z') dz' = N_n' \delta_{mn} \quad (35)$$

여기서 $N_n' = \frac{1}{\cos^2 \kappa_n h'} \left(\frac{h'}{2} + \frac{\sin 2\kappa_n h'}{4\kappa_n} \right)$ 이다.

식 (34)를 탱크 벽($x = -b$)에서의 경계조건식 (33)에 대입하기에 앞서 경계조건식 (33)의 우변의 항들을 아래와 같이 고유함수의 전개식으로 나타내면 다음과 같다.

$$1 = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{\gamma}_{1n} g_n(z') \quad (36)$$

$$(z' - z'_R) = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{\gamma}_{3n} g_n(z')$$

여기서 전개식의 계수 $\hat{\gamma}_{1n}, \hat{\gamma}_{3n}, (n=0,1,2,\dots)$ 는 고유함수의 직교성을 이용하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\hat{\gamma}_{1n} = \frac{1}{N_n'} \int_{-h'}^0 g_n(z') dz' \quad (37)$$

$$\hat{\gamma}_{3n} = \frac{1}{N_n'} \int_{-h'}^0 (z' - z'_R) g_n(z') dz'$$

식 (34)을 식 (33)에 대입하여 미지수(A_{jn})를 구한다.

$$A_{jn} = \frac{\gamma_{jn}}{\kappa_n \cosh \kappa_n a}, \quad j=1,3 \quad (38)$$

여기서 $\gamma_{jn} = \hat{\gamma}_{jn} + \tilde{\gamma}_{jn}$, $\tilde{\gamma}_{1n} = 0, \tilde{\gamma}_{3n} = \frac{1}{N_n'} \int_{-h'}^0 (z' + \frac{1}{K}) g_n(z') dz'$.

탱크의 수평과 횡 방향 운동 모드에 대한 탱크 내의 속도포텐셜을 구하면 다음과 같다.

$$\psi_1(x, z') = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\gamma_{1n} \sinh \kappa_n x}{\kappa_n \cosh \kappa_n b} g_n(z') \quad (39)$$

$$\psi_3(x, z') = -x \left(z' + \frac{1}{K} \right) + \sum_{n=0}^N \frac{\gamma_{3n} \sinh \kappa_n x}{\kappa_n \cosh \kappa_n b} g_n(z')$$

비제차 자유표면경계조건식을 갖는 대칭 운동 모드인 탱크의 수직운동에 대한 속도포텐셜은 $\psi_2(x, z') = z'$ 이다(Malenica et al., 2003). 이는 탱크의 수직운동으로 탱크 내 액체의 수면 운동은 일어나지 않음을 의미한다.

탱크 내 액체의 운동에 의한 탱크에 작용하는 수평과 횡 방향의 동유체력($F_i^{slosh} = \text{Re}\{f_i^{slosh} e^{-i\omega t}\}, i=1,2,3$)은 탱크 벽과 바닥에서의 압력을 적분하여 구할 수 있다.

$$f_i^{slosh} = \int_S p_i dS = \rho \omega^2 \sum_{j=1}^3 \xi_j \int_S \psi_j n_i dS = \sum_{j=1}^3 h_{ij} \xi_j, \quad i=1,2,3 \quad (40)$$

여기서

$$h_{1j} = -2\rho\omega^2 \int_{-h'}^0 \psi_j(-b, z') dz'$$

$$h_{2j} = -2\rho\omega^2 \int_{-b}^0 \psi_j(z, -h') dx'$$

$$h_{3j} = -2\rho\omega^2 \left\{ \int_{-h'}^0 (z' - z'_R) \psi_j(-b, z') dz' - \int_{-b}^0 x \psi_j(x, -h') dx \right\}$$

동유체력 h_{ij} 를 실수부와 허수부로 나누면 다음과 같다.

$$h_{ij} = (\omega^2 \mu_{ij} + i\omega \nu_{ij}), \quad (i,j=1,2,3) \quad (41)$$

여기서 μ_{ij} 는 부가질량이며, ν_{ij} 는 감쇠계수이다. 탱크의 수직운동에 의한 수직방향의 부가질량(μ_{22})은 아래와 같이 탱크 내 액체의 질량과 같다.

$$\mu_{22} = -2\rho \int_{-b}^0 z' \Big|_{z=-h'} dx' = 2\rho b h' \quad (42)$$

본 해석은 선형포텐셜이론에 기초하였기 때문에 점성에 의한 감쇠력을 고려하지 않았다. 따라서 $\nu_{ij} = 0$ 이다.

사각형 폰툰과 SLD 탱크가 연성된 운동방정식은 다음과 같다.

$$[M_{ij}] \frac{d^2 \vec{\zeta}}{dt^2} = \vec{F}^{ext}(t) + \vec{F}^R(t) + \vec{F}^{slosh}(t) + \vec{F}^S(t) \quad (43)$$

여기서 $\vec{\zeta} = (\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3)^T$, $\vec{F}^{ext} = (F_1^{ext}, F_2^{ext}, F_3^{ext})^T$ 은 운동변위와 파

기진력 벡터이다. $\vec{F}^R = -[a_{ij}] \frac{d^2 \vec{\zeta}}{dt^2} - [b_{ij}] \frac{d \vec{\zeta}}{dt}$, $\vec{F}^S = [C_{ij}] \vec{\zeta}$ 은 폰툰의

운동에 의한 동유체력과 정유체력이다. $\vec{F}^{slosh} = -[\mu_{ij}] \frac{d^2 \vec{\zeta}}{dt^2}$ 는 폰

툰 위에 설치된 SLD 탱크 내의 액체 운동으로 탱크에 가해지는 동유체력이다. 앞에서 구한 결과를 식 (43)에 대입하여 정리하면 아래와 같이 3자유도 연성된 운동방정식을 유도할 수 있다.

$$\{-\omega^2(m + a_{11} + \mu_{11}) - i\omega b_{11}\} \xi_1 + \{-\omega^2(a_{13} + \mu_{13}) - i\omega b_{13}\} \xi_3 = A_1^{ext} \quad (44)$$

$$\{-\omega^2(m + a_{22} + \mu_{22}) - i\omega b_{22} + C_{22}\} \xi_2 = A_2^{ext}$$

$$\{-\omega^2(a_{31} + \mu_{31}) - i\omega b_{31}\} \xi_1 + \{-\omega^2(I_{33} + a_{33} + \mu_{33}) - i\omega b_{33} + C_{33}\} \xi_3 = A_3^{ext}$$

여기서 $m(=2\rho ad)$ 은 폰툰과 SLD 탱크의 질량 합이다. $I_{33}(=m(2a/3)^2)$ 는 폰툰과 탱크를 포함한 전체 시스템의 횡 방향 관성모멘트이다.

C_{22}, C_{33} 은 수직과 횡 방향의 복원력계수로 다음과 같다.

$$C_{22} = 2\rho g a, \quad C_{33} = mg \overline{GM} \quad (45)$$

여기서 \overline{GM} 은 경심 높이로 $\frac{(2a)^2}{12d} - (\frac{d}{2} + z_G)$ 이다.

식 (45)의 횡 방향의 복원력 계수는 탱크 내 액체의 운동을 무시하였을 때의 결과이다. 현재의 해석 모델과 같이 탱크 내의 액체의 운동을 허용한 경우, 복원력 손실이 발생하여 횡 방향의 복원력 계수는 아래와 같이 바뀐다.

$$C_{33} = mg \overline{GM} - \rho_s g i_s \quad (46)$$

여기서 ρ_s 는 탱크 내 액체의 밀도이며, i_s 는 탱크 수면을 관통한 면적의 2차 모멘트로 사각형 탱크의 경우 $i_s = w(2b)^3/12$ 이다.

운동방정식 (44)을 풀어 폰툰의 3자유도 운동변위를 구한다. 먼저 탱크 내의 액체의 움직임을 구속하였을 때의 결과와 탱크

내 액체의 운동을 자유롭게 허용하였을 때의 결과를 비교하여 SLD가 폰툰의 운동변위에 미치는 효과를 살펴보았다.

4. 계산결과 및 고찰

계산모델로 잡은 폰툰의 길이($2a$)는 1.0m이며, 높이(H)는 0.27m, 흘수(d)는 0.108m, 수심(h)은 1.0m이다. 폰툰의 질량과 횡 방향 관성모멘트는 각각 $m = 108kg$, $I = 12kg.m^2$ 이다. 경심 높이는 무게중심이 수면위에 위치할 때($z_G = 0$)로 $\overline{GM} = 0.717m$ 이다. 횡 방향 복원력 계수(C_{33})는 708.9N.m이다. 계산에 사용한 고유함수의 개수(N)는 50개이다.

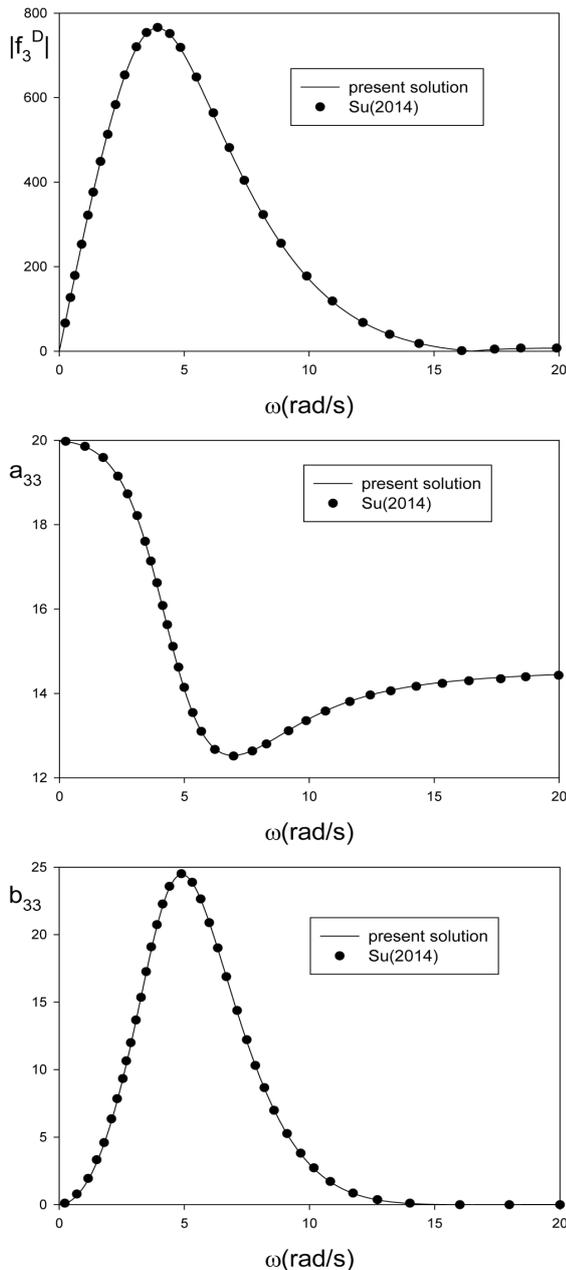
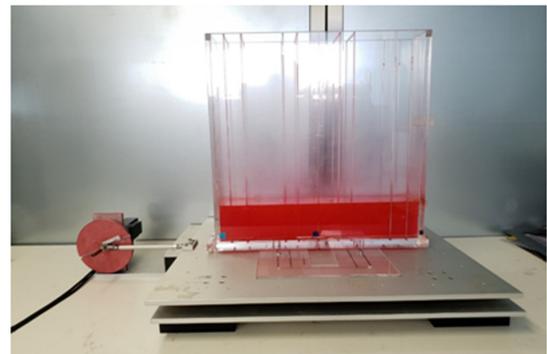


Fig. 3 Comparison of the wave exciting force, added mass, radiation damping coefficient of a pontoon with Su(2014)'s results for $2a/h = 1.0$, $d/h = 0.108$, $z_G = 0$ m

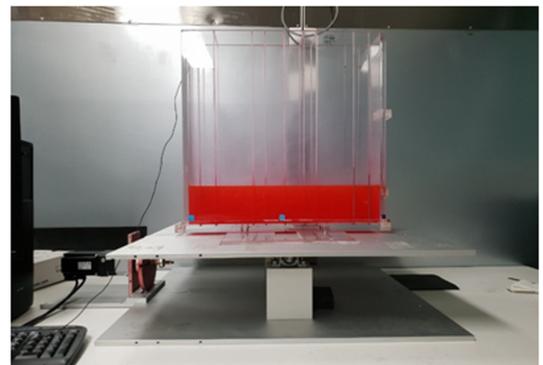
폰툰의 폭은 길이와 높이가 비하여 아주 길다고 가정하여 2차원 문제로 취급하였다. 따라서 모든 입력과 출력 값들을 단위 폭 당의 값으로 나타내었다. Fig. 3은 파랑 중 사각형 폰툰에 작용하는 파기진력과 동유체력(부가질량, 방사감쇠계수)을 계산하여 Su(2014)의 해석결과와 비교한 그림이다. x 축은 입사파의 주파수이다. 실선은 고유함수전개법을 사용한 현재의 계산결과이며 동그라미 기호는 Su(2014)의 해석결과이다. 두 결과가 서로 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다.

3장에서 살펴본 사각형 슬로싱 탱크의 수평과 횡 방향 운동시 탱크 내 액체의 수면 운동에 대한 해석해를 검증하기 위하여 모형실험을 실시하였다. 모형실험에 사용한 사각형 탱크의 길이($2b$)는 0.5m이다. 탱크 내 액체의 깊이는 0.1m이다. 탱크 내의 과도한 액체 운동에 의한 비선형 현상을 피하기 위하여 수평과 횡 방향 운동변위를 각각 3mm와 1°로 하여 탱크의 운동주기를 바꿔가면서 모형실험을 수행하였다. 실시간으로 변하는 탱크 내의 수위 변화를 측정하기 위하여 영상을 촬영하고 실험동영상을 후처리하여 수위 변동을 디지털 값으로 변환하는 영상처리기법(Image processing)을 사용하였다. 영상처리기법을 사용하기 위하여 탱크 하단 모서리에 정사각형 모양의 파란색 표시지 2개를 붙여 픽셀과 거리 사이의 관계를 구하였다. 또한 탱크 내의 수위 변동을 용이하게 추적하기 위하여 빨간색 물감을 섞은 물을 탱크 내 액체로 사용하였다. 해상도 1920×1080, 초당 60 프레임을 찍는 동영상 카메라를 사용하였다.

Fig. 4는 탱크의 수평과 횡 방향 운동시 탱크 내의 수면 운동을 얻기 위한 실험장치의 사진이다. Fig. 5는 탱크의 운동주기를 바

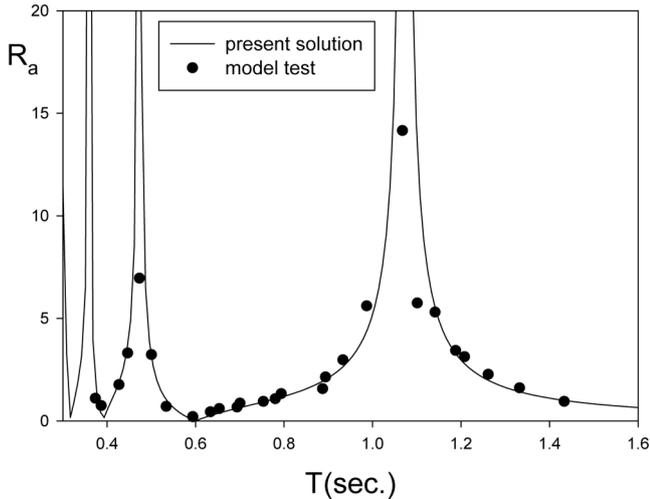


(a) sway motion

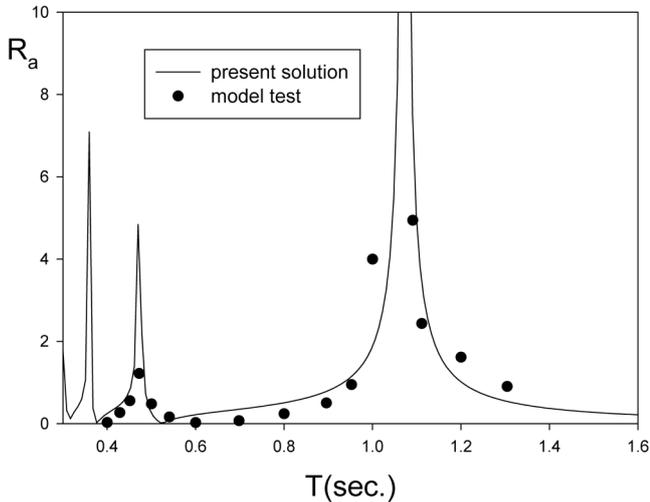


(b) roll motion

Fig. 4 Photograph of experimental set-up of swaying and rolling SLD tank.



(a) Sway motion



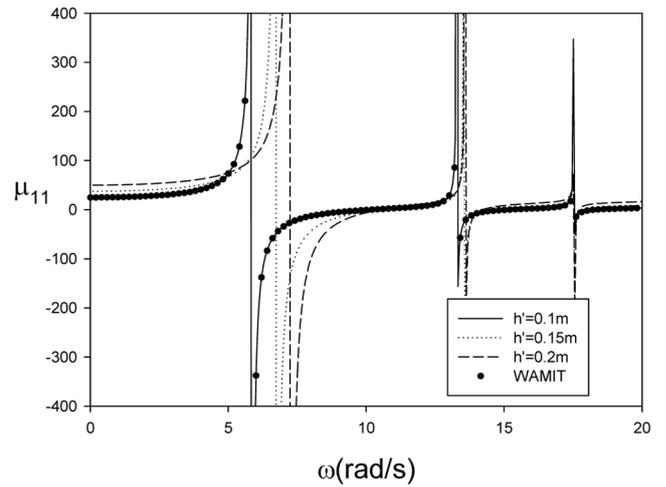
(b) Roll motion

Fig. 5 Comparison of the amplification factor (R_a) at tank wall between the analytic solutions and experimental results in a rectangular tank.

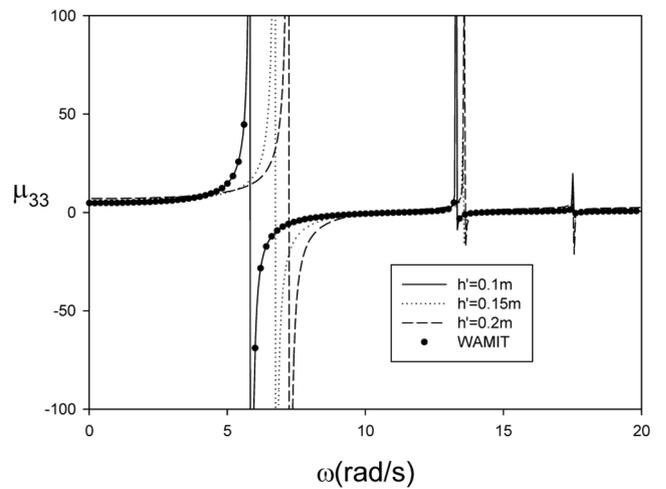
뀌가면서 탱크 벽면($x=-b$)에서의 측정된 수위 변위를 해석결과와 비교한 그림이다. y 축은 증폭 비(Amplification factor)로 수위의 진폭을 탱크의 운동 진폭으로 나눈 값($R_a = (\zeta_{max} - \zeta_{min})/2\xi$)이다. 여기서 실선은 해석결과이며, 기호(●)는 모형실험결과이다. 본 해석하는 포텐셜 이론에 기반을 두고 있기 때문에 해석모델 내에 어떠한 감쇠 기구를 가지고 있지 않다. 따라서 공진주기에서의 증폭비는 무한대 값을 갖는다. 탱크의 수평과 횡 운동에 대한 해석결과 모두 공진주기에서의 정량적인 값 차이를 제외하곤 모형실험결과를 잘 따라가고 있음을 보여주고 있다. SLD 탱크를 사각형 폰툰 위에 설치하기에 앞서 탱크 내 액체의 수면 운동으로 SLD 탱크에 작용하는 동유체력을 살펴보았다. 탱크의 길이와 폭은 0.5m이며, 탱크의 깊이를 0.1m, 0.15m, 0.2m로 바뀌가면서 계산을 수행하였다. Ibrahim(2005)가 제시한 2차원 사각형 탱크 내의 슬로싱 모드(Sloshing mode)에 대한 고유주파수를 구하는 식은 식 (47)과 같다.

$$\omega_n = \sqrt{\frac{n\pi g}{2b} \tanh\left(\frac{n\pi h'}{2b}\right)}, n = 1, 2, 3, \dots \quad (47)$$

식 (47)을 이용하여 수심이 0.1m일 때 1차부터 5차까지 고유주파수를 계산하면 5.88rad/s, 10.24rad/s, 13.29rad/s, 15.59rad/s, 17.52rad/s이다. Fig. 6은 탱크의 수평 및 횡 방향 운동시 탱크에 가해지는 동유체력인 수평과 횡 방향의 부가질량을 보여주고 있다. 여기서 탱크 내 액체의 깊이를 0.1m, 0.15m, 0.2m로 바뀌가면서 계산을 수행하였다. 동그라미 기호는 탱크 내 액체의 깊이가 0.1m일 때의 WAMIT를 이용한 수치계산결과이다. 해석결과와 수치계산결과는 서로 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다. 먼저 수심이 0.1m일 때 나타난 피크주파수는 식 (47)에서 얻은 고유주파수들 중에서 1,3,5차 고유주파수들과 일치한다. 나머지 2, 4, 6차 고유주파수에서는 탱크 벽면에 Node점이 형성되어 탱크에 작용하는 동유체력이 공진임에도 불구하고 크게 증폭되지 않았다. 또한 1차 공진주파수에서의 부가질량이 다른 공진모드(3차, 5차) 보다 상대적으로 큰 값을 보이며 공진폭도



(a)



(b)

Fig. 6 Added masses by swaying and rolling motion of tank for $2b=0.5$ m, $w=0.5$ m, $z_G=0$ m, $F=0.162$ m

가장 넓게 나타났다. 한편 탱크의 수심이 0.15m로 증가하였을 때 식 (47)로부터 얻은 1, 3, 5차 고유주파수는 6.74rad/s, 13.55rad/s, 17.55rad/s이며, 0.2m로 증가하였을 때는 7.24rad/s, 13.59rad/s, 17.55rad/s이다. 탱크 내 수심이 0.1m인 결과와 비교하였을 때 1차 고유주파수에서는 차이를 보였지만 나머지 3차와 5차 고유주파수는 큰 차이를 보이지 않았다. Fig. 6에서 이러한 고유주파수의 특성들이 잘 반영되어 나타남을 볼 수 있다. 즉, 탱크 내 액체의 깊이 변화는 고유주파수 중에서 1차 고유주파수에만 영향을 준다. 또한 탱크 벽에 Node점이 형성되는 짝수 공진모드에서는 동유체력(수평, 횡)에 큰 변화가 일어나지 않으나 탱크 벽에 Anti-node점이 형성되는 1, 3, 5차 홀수 공진모드에서는 동유체력인 부가질량에 공진특성이 나타났다. 본 연구는 선형포텐셜 이론에 기초하였기 때문에 점성에 의한 감쇠력을 무시하였다. 만약 점성에 의한 마찰력을 고려한다면 공진주파수에서 탱크 내의 수면운동이 줄어들어 탱크에 작용하는 부가질량이 감소될 것이다. 이는 SLD 탱크와 연성된 폰툰의 운동변위를 감소시키는데 기여할 것으로 예측된다. Fig. 6에서 공진주파수 주변을 자세히 살펴보면 공진주파수에서 부가질량은 양의 값에서 음의 값으로 급격한 변화를 보여주고 있다. 이러한 부가질량 음의 값을 갖는 독특한 현상은 운동하는 물체 내부에 공진을 유발하는 닫혀진 유체 영역이 포함된 문제에서 공진으로 증폭된 에너지가 빠져나가지 못하여 나타나는 현상이다. 에너지를 감쇠시킬 수 있는 감쇠기구가 존재하면 이러한 현상은 사라진다. 대표적인 예로는 탱크 내 슬로싱, 문풀(Moon-pool)을 가진 해양구조물, 쌍둥선, 안벽에 계류된 선박 등이 있다.

Fig. 7은 사각형 폰툰과 SLD 탱크가 연성된 운동방정식을 풀어 구한 폰툰의 수평, 수직, 횡 방향의 운동변위를 주파수에 따라 그린 그림이다. 여기서 실선은 탱크 내 액체의 수면 운동을 구속한 상태(Frozen liquid)를 뜻하며, 3종류의 점선은 탱크 내 액체의 깊이(0.1m, 0.15m, 0.2m)를 달리하면서 수면 운동을 자유롭게 허용한 경우(Sloshing liquid)이다. 먼저 Fig. 7(c)에 나타난 횡 운동 RAO(Response amplitude operator) 곡선을 살펴보면 탱크 내 유체의 수면 운동을 구속한 경우, 공진주파수(5.3rad/s)에서 1개의 횡 운동변위의 피크 값이 나타난 반면에 SLD 탱크 내 액체의 수면 운동을 허용한 경우 2개의 공진주파수에서 피크 값이 나타남을 볼 수 있다. 특히, 저주파수 영역에 속하는 공진주파수(4.7rad/s)는 탱크 내 증폭된 수면 운동이 수평과 횡 방향의 부가질량으로 작용하여 SLD 탱크가 없을 때의 횡 운동모드의 공진주파수(5.3rad/s)를 저주파수 영역으로 이동하여 나타난 결과이다. 따라서 탱크의 깊이에 크게 변하지 않는다. 한편 고주파수 영역에서 나타난 공진주파수는 탱크 내 액체 깊이 변화에 따라 탱크 내 액체의 1차 고유주파수(5.88rad/s, 6.74rad/s, 7.24rad/s)가 변하는 경향과 대략 일치한다. 따라서 고주파수 영역에 속하는 공진주파수는 탱크 내 액체의 1차 공진모드의 슬로싱 현상과 폰툰의 횡 운동 간의 상호작용으로 나타난 결과라 추측된다. Fig. 7(a)에서 횡 운동 변위가 크게 일어나는 2개의 공진주파수에서 수평 운동도 크게 일어났다. 이는 폰툰의 수평 운동과 횡 운동이 서로 연성되었기 때문이다. 또한 탱크의 수직운동에 의한 수직 방향의 부가질량(μ_{22})은 주파수와 무관한 탱크 내 액체의 질량으로 작용하므로 Fig. 7(b)에 나타나듯이 SLD 탱크 내 수면 운동은 폰툰의 수직 운동변위에 큰 영향을 미치지 않았다.

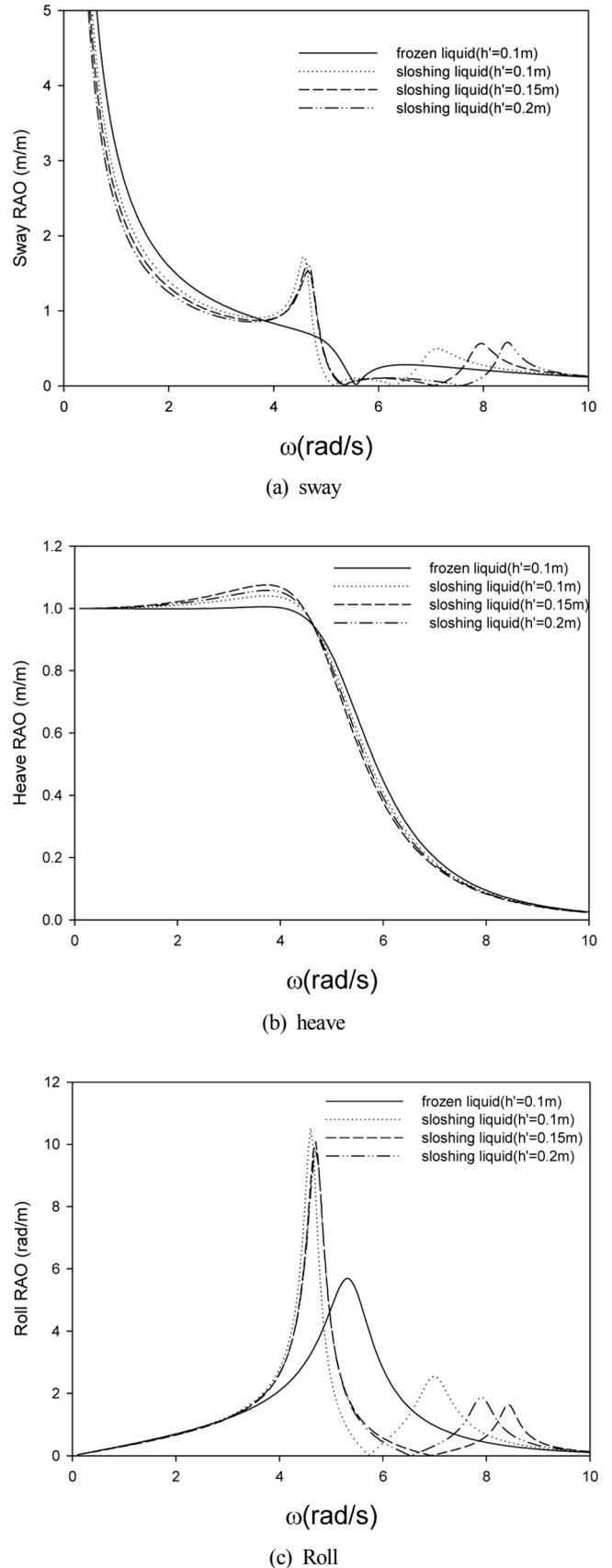


Fig. 7 Motion responses of a rectangular pontoon with frozen liquid and sloshing liquid in a tank for $2a=1.0$ m, $d=0.108$ m, $b=0.5$ m, $F=0.162$ m

5. 결 론

탱크의 수평과 횡 운동에 대한 해석결과와 모형실험결과는 공진주기에서의 정량적인 값 차이를 제외하곤 서로 잘 일치하였다. 공진주기에서의 정량적인 값 차이는 본 해석에서 무시한 점성에 의한 감쇠력에 기인한다.

탱크의 형상과 탱크 내 액체의 깊이는 탱크 내의 고유주파수에 영향을 준다. 특히, 탱크 벽에 Node점이 형성되는 짝수 공진 모드에서는 탱크에 작용하는 유체력에 공진 특성이 나타나지 않았지만, 탱크 벽에 Anti-node가 형성되는 홀수 공진 모드에서는 뚜렷한 공진 특성을 보여주었다. 특히 홀수 공진 모드 중에서는 1차 고유주파수는 탱크 내 액체의 깊이 변화에 영향을 받는 반면에 나머지 고차 고유주파수는 탱크 내 액체 깊이 변화에 무관하다.

SLD 탱크의 설치는 폰툰의 수평과 수직 운동변위 보다는 횡 운동변위에 큰 영향을 미친다. 탱크 내 유체의 운동을 구속하였을 때는 1개의 횡 운동 공진주파수에서 1개의 피크 값이 나타나 탱크 내의 액체의 수면 운동을 허용하였을 때는 2개의 피크 값이 형성됨을 확인하였다. 특히 상대적으로 큰 피크 값을 갖는 저주파수 영역에 위치한 공진주파수는 탱크 내 증폭된 수면 운동이 횡 방향의 부가질량으로 작용하여 원래의 공진주파수를 저주파수 영역으로 이동시켰기 때문이다. 반면에 고주파수 영역에 위치한 공진주파수는 탱크 내 액체의 1차 공진 모드에서의 슬로싱 현상과 폰툰의 횡 운동 간의 상호작용의 결과로 나타난 것으로 사료된다.

본 연구에서 다른 해석하는 점성의 효과를 무시한 선형포텐셜 이론에 기반을 두었기 때문에 폰툰의 운동에너지를 줄이는 감쇠 기구를 가지고 있지 않다. 따라서 SLD 탱크의 설치는 파랑중 폰툰의 횡 운동특성을 변화시켜 공진이 일어나는 주파수의 위치를 변경시킨다. 따라서 SLD를 부유체의 운동 저감에 적절히 활용하기 위해서는 설치해역의 파랑 특성에 맞춰 에너지가 밀집된 주파수 범위 밖으로 폰툰의 횡 운동 공진주파수가 위치하도록 SLD 탱크의 형상을 설계하여야 한다. 더 나아가 SLD 탱크 내에 감쇠력을 증가시키는 여러 장치를 추가하면 탱크 내 액체의 수면 운동과 함께 폰툰의 횡 운동변위를 더욱 줄일 수 있다.

후 기

이 논문은 정부(교육부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 이공분야기초연구지원사업입(NRF-2017R1D1A1B04 035231).

References

- Abul-Azm, A.G., Gesraha, M.R., 2000. Approximation to the Hydrodynamics of Floating pontoons under Oblique Waves. *Ocean Engineering*, 27(4), 365-384. [https://doi.org/10.1016/S0029-8018\(98\)00057-2G](https://doi.org/10.1016/S0029-8018(98)00057-2G)
- Cho, I.H., 2015. Sloshing Analysis in Rectangular Tank with Porous Baffle. *Journal of Ocean Engineering and Technology*, 29(1), 1-8. <https://doi.org/10.5574/KSOE.2015.29.1.001>
- Cho, I.H., 2016. Transmission Coefficients of a Floating Rectangular Breakwater with Porous Side Plates. *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*, 8(1), 53-65. <https://doi.org/10.1016/j.ijnaoe.2015.10.002>
- Cho, I.H., Kim, M.H., 2016. Effect of Dual Vertical Porous Baffles on Sloshing Reduction in a Swaying Rectangular Tank. *Ocean Engineering*, 126, 364-373. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2016.09.004>
- Cho, I.H., Choi, J.S., Kim, M.H., 2017. Sloshing Reduction in a Swaying Rectangular Tank by an Horizontal Porous Baffle. *Ocean Engineering*, 138, 23-34. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2017.04.005>
- Colwell, S., Basu, B., 2009. Tuned Liquid Column Dampers in Offshore Wind Turbines for Structural Control. *Engineering Structures*, 31(2), 358-368. <https://doi.org/10.1016/j.engstruct.2008.09.001>
- Crowley, S., Porter, R., 2012. The Effect of Slatted Screens on Waves. *Journal of Engineering Mathematics*, 76(1), 33-76.
- Drimer, N., Agnon, Y., Stiassnie, M., 1992. A Simplified Analytical Model for a Floating Breakwater in Water of Finite Depth. *Applied Ocean Research*, 14(1), 33-41. [https://doi.org/10.1016/0141-1187\(92\)90005-5](https://doi.org/10.1016/0141-1187(92)90005-5)
- Faltinsen, O.M., Firoozkoobi, R., Timokha, A.N., 2011. Analytical Modeling of Liquid Sloshing in a Two-dimensional Rectangular Tank with a Slat Screen. *Journal of Engineering Mathematics*, 70(1-3), 93-109. <https://doi.org/10.1007/s10665-010-9397-5>
- Ibrahim, R.A., 2005. *Liquid Sloshing Dynamics: Theory and Applications*. Cambridge University Press.
- Kim, Y., 2002. A Numerical Study on Sloshing Flows Coupled with Ship Motion-the Anti-rolling Tank Problem. *Journal of Ship Research*, 46(1), 52-62.
- Malenica, S., Zalar, M., Chen, X.B., 2003. Dynamic Coupling of Seakeeping and Sloshing. *Proceedings of the 13th International Society of Offshore and Polar Engineering Conference*. Honolulu, USA.
- Molin, B., Remy, F., Rigaud, S., Jouette, C. de., 2002. LNG-FPSO's: Frequency Domain, Coupled Analysis of Support and Liquid Cargo Motion. *Proceedings of 10th Congress of the International Maritime Association of the Mediterranean*, Rethymnon, Greece.
- Newman, J.N., 2005. Wave Effects on Vessels with Internal Tanks. *Proceedings of 20th Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, Spitsbergen Norway.
- Rognebakke, O.F., Faltinsen, O.M., 2003. Coupling of Sloshing and Ship Motions. *Journal of Ship Research*, 47(3), 208-221.
- Su, Y., 2014. Numerical and Experimental Study of the Wave Response of Floating Support with Partially Filled Tank. Ph.D. Dissertation, Ecole Centrale Marseille, France.