
 論 文

大韓造船學會論文集
 第 35 卷 第 4 號 1998 年 11 月
 Journal of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol. 35, No. 4, November 1998

유탄성을 고려한 탱크내 슬로싱에 대한 연구

이동연*, 최항순**

A Study on the Sloshing of Cargo Tanks Including Hydroelastic Effects

by

Dong Yeon Lee* and Hang Shoon Choi**

요 약

선박이 대형화되고, LNG선의 건조가 활발해지면서 액체화물탱크의 내부유동을 뜻하는 슬로싱에 대한 연구가 중요해지고 있다. 슬로싱에 의한 충격압력의 크기와 특성을 파악하기 위하여 직사각형 모델에 대한 체계적인 실험을 수행하여 회전각, 동요주파수, 적재수심에 따른 내부유동의 특성을 분석하였고, 충격압력이 가해지는 탱크벽면의 구조응답을 계측하여 유탄성효과를 고찰하였다. 탱크의 내부유동은 고차경계요소법을 이용하여 해석하였고, 평판의 진동에 의해 유기되는 유체력은 고유함수 전개법을 이용하여 부가질량과 감쇠력으로 표현하였다. 충격하중이 작용하는 경우 유탄성효과를 고려한 탱크 벽면은 부가질량의 영향으로 그 때의 수심에 해당하는 접수진동수로 진동하였고, 벽면에서 압력은 유탄성효과를 고려하지 않은 경우에 비해 두 배 이상 크게 나타났다. 이를 실험과 계산에서 모두 확인하였고, 충격하중에 의한 평판의 거동에서 유탄성효과를 규명하였다.

Abstract

The sloshing is very important in a safe transport of the liquid cargo by a ship. With the increasing number of supertanker and LNG carriers, this problem has become increasingly more important. In order to study the magnitude and characteristics of impact pressures due to sloshing, experiments were performed with a rectangular tank and compared with numerical

발 표 : 1997년도 대한조선학회 추계학술대회('97. 11. 13)

접수일자 : 1998년 6월 24일, 재접수일자: 1998년 9월 23일

* 정회원, 삼성중공업 거제조선소 유체연구파트

** 정회원, 서울대학교 조선해양공학과

results. Structural responses of tank wall under impulsive pressures were measured. Structural vibrations induced by the sloshing load were analysed by including hydroelastic effects in terms of added mass and damping. To check the validity of the numerical model, the natural frequencies of plate in air and water were compared with measurements, and a good agreement was found. In the case that a plate vibrates under impulsive loads, the pressure on the flexible plate is larger than that on the rigid plate without hydroelastic effects, which was confirmed experimentally. The frequency of oscillatory pressure as well as acceleration coincides with the natural frequency of plate in water.

1. 서론

선박이 대형화되고, LNG선의 건조가 활발해지면서 액체화물탱크의 내부유동을 뜻하는 슬로싱(Sloshing)에 대한 연구가 중요해지고 있다. 슬로싱 현상은 탱크의 형상, 운동모드와 운동의 크기, 액체화물의 적재깊이에 따라 결정되고, 파형과 벽면에서의 압력은 다른 특성을 나타낸다. 따라서 본 논문에서는 체계적인 슬로싱 실험을 수행하여 벽면의 압력특성을 파악하고, 고차경계요소법을 이용하여 내부유동을 해석하였다.

슬로싱 문제의 주요 관심은 공진주기에서 벽면의 충격압력이다[1]. 그런데, 자유표면의 강한 비선형성, 벽면에서 나타나는 아주 빠른 스프레이현상 그리고 낮은 적재수심에서 발생하는 쇄파현상 때문에 이론해로는 그 특성을 파악하기 어렵다. 따라서 슬로싱에 대한 많은 연구는 체계적인 실험에 의하여 이루어지고 있다.

Hamlin등[2]은 바닥부재를 갖는 직사각형탱크에 대한 실험을 수행하여 내부부재의 영향을 살펴보고, Mikelis등[3]은 챔버가 있는 탱크에 대해 최대 충격압력이 발생하는 지점을 실험을 통해 구하였다. 또한 Mathisen[4]은 불규칙 선박운동을 고려한 실험을 수행하여 운항중 발생하는 최대압력을 구하였으며, Rizzuto & Tedeschi[5]는 실선의 운항중에 탱크벽면에 설치한 압력계를 이용하여 선박의 운동과 슬로싱압력의 관계를 고찰하였다.

실험은 많은 경비가 요구되고 다양한 모형의 실험이 어렵기 때문에 유한차분법, 유한요소법, 경계요소법등을 이용한 수치해석이 많은 연구자에 의하여 수행되었다. 김용환등[6]은 SOLA-SURF기

법을, 이경중등[7]은 SOLA-VOF기법을 이용하여 슬로싱문제를 다루었다.

과거에는 유탄성이라는 의미가 구조물의 정적해석을 위해 단순히 유체압력을 외력으로 이용하는 것을 뜻하였고, 접수진동 연구분야에서 유체구조 상호연성을 고려한 유탄성효과가 연구되기 시작하였다. Bishop & Price[8]은 파랑중에 놓인 선체의 구조해석을 위해 파랑에 의한 유체압력을 이용하였고, 김극천등[9]은 평판의 접수진동문제를 실험적으로 다루었으며, 이호섭등[10]은 유공사각평판에 대한 접수진동문제를 해석한 바 있다.

최근에는 선박의 진동해석분야[11]와 부유식공항과 같은 거대 해양구조물의 거동해석분야에서 유탄성효과를 고려하고 있다. Yoon등[12]은 파랑하중에 의한 거대부유식 구조물의 해석에 필요한 유체력을 구조물의 변형을 고려하여 구하였고, Kvalsvold[13]는 슬래밍에 의한 선수부의 구조응답을 보로 치환하여 이론적으로 해석한 바 있다. 또한 Lee & Choi[14]는 2차원 조파수조에서 쇄파가 구조물에 부딪혀 충격압력이 작용하는 평판의 구조응답을 해석하기 위하여 유탄성효과를 고려한 바 있다.

본 연구에서는 벽면의 탄성을 고려한 유체압력과 구조응답을 실험을 통하여 구하였고, 고유함수 전개법을 이용하여 해석적으로 유탄성효과를 고려한 슬로싱해석을 수행하였다.

2. 실험장치와 실험내용

유동의 특성을 파악하기 쉬운 직사각형 단면의 모델을 택하여 좌측벽면을 제외한 면은 20mm 아

크릴판으로 제작하였다. 개략적인 실험장치를 Fig.1에 도시하였고, 실험에 사용된 탱크의 길이는 1.0m, 높이는 0.6m, 폭은 0.25m였다. 3개의 파고계를 이용하여 파형을 계측하였고, 아크릴로 만든 벽면에 5개의 압력계(P1 - P5)를 설치하여 압력을 계측하였다.

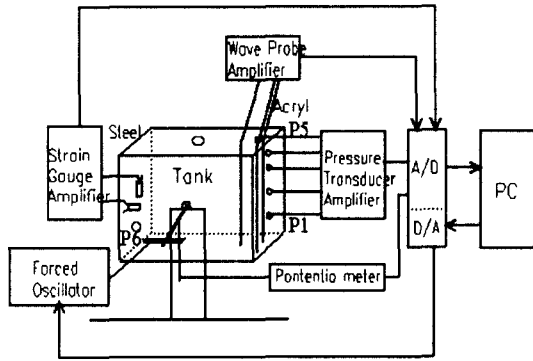


Fig. 1 Experimental setup

유탄성효과를 고려하기 위해 탄성효과를 갖는 1.4mm 스테인레스 직사각형평판을 좌측 벽에 사각프레임을 이용하여 고정시킨 후 슬로싱 실험을 수행하였다. 4개의 스트레인게이지와 1개의 가속도계(A1)를 이용하여 구조응답을 계측하였고, 1개의 압력계(P6)를 설치하여 아크릴판에서의 압력(P1)과 비교하였다.

슬로싱 실험은 적재수심 0.15m, 0.30m, 0.45m의 3경우에 대하여 수행하였고, 다음 식으로 표현되는 탱크내부유동의 공진주파수와 탱크의 동요주파수의 비를 변화시키면서 벽면의 압력특성을 파악하였다.

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{gk \tanh(kH)} \quad (1)$$

with $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{2L}$

여기서 g 는 중력가속도를 L 과 H 는 각각 탱크의 길이와 적재수심을 의미한다.

3. 고차경계요소법을 이용한 유체영역해석

3.1 문제의 정식화

유체는 비점성, 비압축성으로, 유동은 비회전성으로 가정하면, 속도포텐셜을 도입할 수 있고, 다음과 같은 라플라스 방정식이 지배방정식이 된다.

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Y^2} = 0 \quad (2)$$

in $\Omega(X, Y, t)$

Fig. 2와 같이 OXY는 탱크고정좌표계로, O'X'Y'는 지구고정좌표계로 잡았다. 여기서 OO'의 거리를 L_d 라 하고, 초기에 X축과 X'축이 이루는 각을 α 로 잡았다.

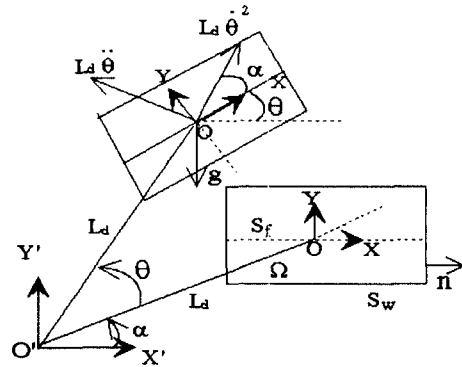


Fig. 2 Coordinates system

탱크벽면 S_w 에서의 경계조건은 탱크의 회전을 고려하여 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial n} &= \vec{V}_{wall} \cdot \vec{n}_{wall} \\ &= (\vec{\dot{\theta}} \times \vec{r}) \cdot \vec{n}_{wall} \text{ on } S_w \quad (3) \\ &= \dot{\theta} (-Yn_x + Xn_y) \end{aligned}$$

여기서 (n_x, n_y) 는 유체영역 바깥을 향하는 법선 벡터이고, $\dot{\theta}$ 는 회전각속도를 의미한다.

단순조화운동에 대한 횡동요각 θ 는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\theta = \theta_0 \sin \omega t \quad (4)$$

여기서 θ_0 는 횡동요의 진폭을 의미하고, ω 는 강제동요 원진동수를 나타낸다.

자유표면(S_f)에서 기하학적 경계조건을 Mixed Euler-Lagrangian 관점에서 보면 다음과 같다 [15].

$$\begin{aligned} \frac{DX}{Dt} &= \frac{\partial \phi}{\partial X} + \eta \dot{\theta} \\ \frac{DY}{Dt} &= \frac{\partial \phi}{\partial Y} - X \dot{\theta} \end{aligned} \quad \text{on } S_f \quad (5)$$

그리고 동역학적 경계조건은 다음 형태가 된다,

$$\begin{aligned} \frac{D\phi}{Dt} &= -g(X \sin \theta + \eta \cos \theta) \\ &+ \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial Y} \right)^2 \right\} \\ &- \dot{\theta} \left(X \frac{\partial \phi}{\partial Y} - \eta \frac{\partial \phi}{\partial X} \right) \\ &+ L_d \ddot{\theta} (X \sin \alpha - \eta \cos \alpha) \\ &- L_d \dot{\theta}^2 (X \cos \alpha + \eta \sin \alpha) \end{aligned} \quad \text{on } S_f \quad (6)$$

여기서 η 는 파고를 의미한다.

3.2 고차경계요소법

그린정리를 이용하면, 속도포텐셜은 다음과 같이 경계적분방정식으로 구할 수 있다[16].

$$\begin{aligned} \frac{c_i}{2\pi} \phi(\vec{X}) + \int_S \phi(\vec{\xi}) \phi_n^*(\vec{X}; \vec{\xi}) dS(\vec{\xi}) \\ = \int_S \phi_n(\vec{\xi}) \phi^*(\vec{X}; \vec{\xi}) dS(\vec{\xi}) \end{aligned} \quad (7)$$

여기서 c_i 는 내부각을 의미하고, S 는 탱크벽면과 자유표면으로 이루어진 경계면을 의미한다.

ϕ^* 는 2차원의 기본해로 다음 꼴로 표현된다.

$$\begin{aligned} \phi^* &= \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{1}{r} \right) \\ \text{with } r &= |\vec{X} - \vec{\xi}| \end{aligned} \quad (8)$$

여기서 \vec{X} 와 $\vec{\xi}$ 는 각각 필드와 소스점을 나타낸다.

경계적분 방정식을 풀기 위하여 경계를 요소로

분할하고 경계에서의 물리량과 좌표를 2차의 다항식으로 표현하는 고차경계요소법을 이용하여 이산화된 경계적분방정식을 세우면 다음과 같다.

$$\sum_{j=1}^N H^{ij} \phi^j = \sum_{j=1}^N G^{ij} \phi_n^j \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \text{여기서 } \hat{H}^{ij} &= \int_{\Gamma_j} \phi_n^* d\Gamma + \frac{c_i}{2\pi} \delta_{ij} \\ G^{ij} &= \int_{\Gamma_j} \phi^* d\Gamma \end{aligned} \quad (10)$$

위 적분방정식을 매시간 단계에서 풀고, 식(5)와 식(6)을 4차 Runge-Kutta 방법으로 시간적분해 가면 자유표면 위치와 자유표면에서의 속도포텐셜을 구할 수 있다. 한편 자유표면을 시간영역에서 구하게 되면 격자점이 모이게 되는데, 매 10 시간 간격마다 격자 재배치법을 이용하여 이러한 현상을 피도록 하였다.

4. 평판의 구조응답 해석

4.1 평판의 지배방정식

평판의 두께는 얇고, 등방항성을 가지며 균일한 매질로 가정하면, 수직방향의 거동은 다음 식으로 표현될 수 있다[17].

$$\begin{aligned} D \left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right) \\ + \rho_s \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = p(x, y, w, t) \\ \text{with } D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu)} \end{aligned} \quad (11)$$

여기서 w 는 평판의 수직방향 변위를 의미하고, E 는 Young's modules, ν 는 Poisson's ratio, h 는 평판의 두께이다. 또한 ρ_s 는 단위면적당 평판의 질량을, p 는 평판에 가해지는 압력을 의미한다.

평판의 모든 경계가 완전 구속된 것으로 가정하면, 경계조건은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$w = 0 \quad \text{and} \quad \frac{\partial w}{\partial n} = 0 \quad \text{at all edges} \quad (12)$$

4.2 보의 고유함수 전개

평판의 수직방향 변위를 보의 고유함수의 곱으로 전개하면 다음 식과 같다.

$$w(x, y, t) = \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} a_{mn}(t) \psi_m(x) \psi_n(y) \quad (13)$$

여기서 $a_{mn}(t)$ 는 각 모드에 대한 변위를 나타내고, $\psi_m(x)$, $\psi_n(y)$ 는 각각 x 방향과 y 방향의 고유함수이다[18].

식(13)을 지배방정식 식(11)에 대입하고, $\psi_k(x) \psi_l(y)$ 을 곱하여 평판의 면에 대하여 적분을 수행하면 다음 식과 같이 각 모드에 대한 방정식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} [M_{klmn} \ddot{a}_{mn}(t) + C_{klmn} a_{mn}(t)] = F_{kl} \quad (14)$$

그리고 고유함수의 직교성을 이용하면 k, l 모드에 대한 운동방정식을 얻을 수 있다.

$$[M_{klkl} \ddot{a}_{kl}(t) + C_{klkl} a_{kl}(t)] = F_{kl} \quad (15)$$

4.3 부가질량과 감쇠계수

앞에서 표현된 외력을 구하기 위하여 구조응답에 대한 고려없이 유체압력만을 고려하는 것이 일반적인 구조해석의 방법이다. 그러나 본 논문에서는 평판의 일부분이 물에 잠겨 진동함으로써 유기되는 동유체력을 포함시켰다.

평판에 가해지는 압력은 유체영역의 해로써 얻어지는 압력과 평판의 진동에 의해 유기되는 압력으로 분리하여 다음과 같이 가정하였다.

$$p(x, y, w, t) = \bar{p}(x, y, t) + \hat{p}(x, y, w, t) \quad (16)$$

여기서 $\bar{p}(x, y, t)$ 는 평판의 진동을 고려하지 않았을 때 유체에 의한 압력이고, $\hat{p}(x, y, w, t)$ 는 평판의 진동에 의해 유기된 동압력이다.

평판의 진동에 의해 유기되는 동압력을 구하기 위하여 탱크형상과 같은 유체영역을 생각하고, 한쪽 벽면에서 평판의 진동속도에 대한 경계조건을 만족하는 속도포텐셜을 구하여 베르누이 방정식을 이용하여 압력을 구하고 면에 대하여 적분하면 모달하중을 구할 수 있으며, 그것은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} F_{kl} &= \int_0^{H+\eta} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} p(x, y, w, t) \psi_k(x) \psi_l(y) dx dy \\ &= \bar{F}_{kl}(t) \\ &\quad - \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} A_{klmn} \ddot{a}_{mn}(t) \\ &\quad - \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} B_{klmn} \dot{a}_{mn}(t) \end{aligned} \quad (17)$$

윗 식에서 $\bar{F}_{kl}(t)$, A_{klmn} 과 B_{klmn} 에 대한 자세한 표현은 부록에 나타내었다. 식(17)의 우변의 첫 번째 항은 평판의 거동을 고려하지 않을 때 나타나는 유체압력을 적분하여 구할 수 있고, 두 번째 항은 가속도에 비례하는 항으로 부가질량에 해당하고, 마지막 항은 평판의 진동속도에 비례하는 감쇠력 항이다.

4.4 수중에서 평판의 고유진동수

유체의 존재에 의한 유탄성효과를 가장 쉽게 확인하는 방법은 점수진동수를 구하는 것이다. 우선 모델에 채우는 물높이를 달리하여 점수진동수를 실험적으로 구하였다. 또한 범용구조해석 프로그램인 MSC/NASTRAN에는 점수효과를 고려할 수 있는 'MFLUID'라는 옵션이 있는데, 이를 이용하여 점수진동수를 구하여 본 계산 및 실험결과와 비교하여 Fig. 3에 나타내었다.

실선으로나타낸 계산결과는 점선의 NASTRAN 결과와 동그라미로 나타낸 실험결과와 대체로 경향이 일치하고 있으면 수심이 깊어질수록 부가질량이 증가하여 고유진동수가 감소하는 경향을 잘 나타내고 있다. 따라서 본 논문에서 도출한 부가질량으로 유탄성효과를 고려하는 방법이 타당함을 확인할 수 있다.

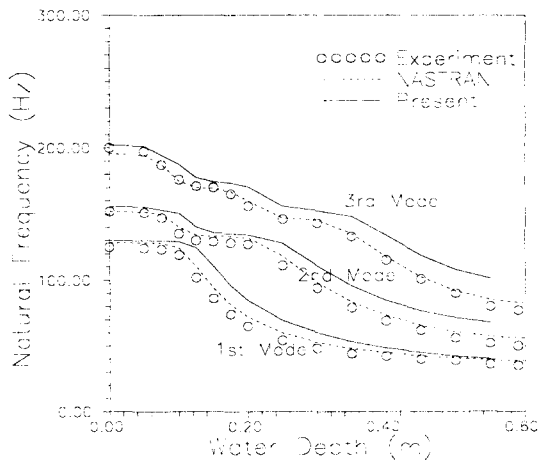


Fig. 3 Natural frequencies of plate due to water depth

5. 결과 및 토의

5.1 낮은 적재수심의 경우

적재수심이 25%로 낮은 경우에 공진주파수 근처에서 수력도약현상이 Fig. 4에 나타난 바와 같이 고차경계요소법으로 구한 파형에서도 잘 구현되고 있으며, 벽면에 가까이 다가오면서 발생하는 쇄파현상이 Fig. 5에 나타난 실험결과와 잘 일치하고 있다.

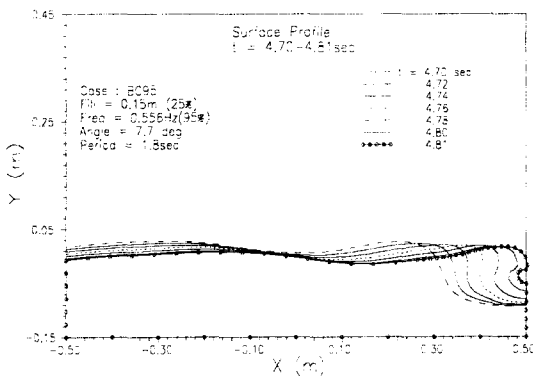


Fig. 4 Surface profiles for fill=0.15m, f/fn=0.95

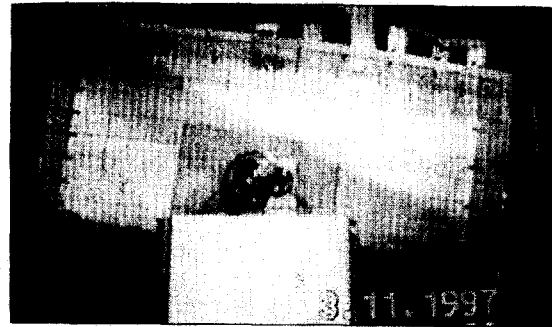


Fig. 5 Snap shot of wave profile for Fill=0.15m, f/fn=0.95

그리고, 쇄파 이후의 충격압력과 평판의 거동특성을 실험결과를 바탕으로 살펴보면, 아크릴판에서 계측된 압력은 압력수두 50cm로서 크게 나타나고 있지만, 진동하는 특성은 보이지 않고 있다 (Fig. 6). 한편 스테인레스 판에서 계측한 압력은 아크릴판에 비하여 거의 두 배 가까이 크게 나타나고, 진동하는 특성을 갖고 있다(Fig. 7).

또한, 평판이 진동하는 가속도는 압력과 같은 위상을 갖고 있음을 확인할 수 있다. 후리에 변환을 통해 진동하는 특성주파수를 구해 보면, 압력과 가속도가 모두 50Hz-90Hz의 넓은 분포를 갖는 주파수특성을 갖고 있다.

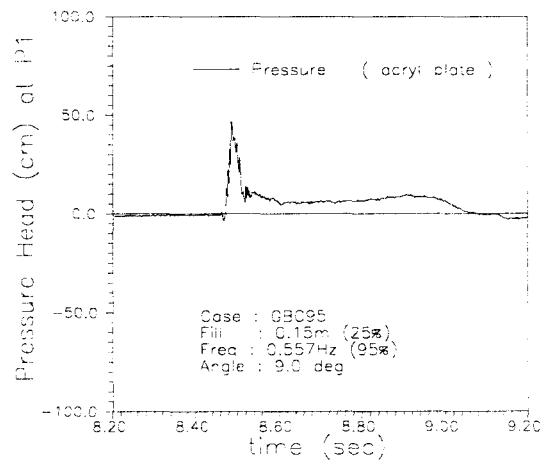


Fig. 6 Pressures at P1 on the acryl plate for fill=0.15m, f/fn=0.95

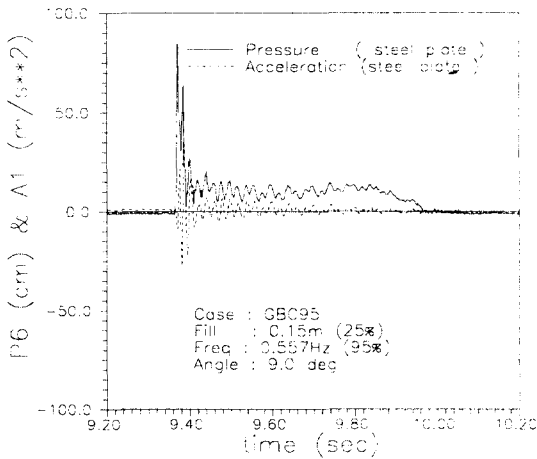


Fig. 7 Pressures at P6 on the steel plate for fill=0.15m, f/fn=0.95

이러한 진동수는 앞에서 구한 0.15m 수심에서의 접수고유진동수 86Hz와 0.30m 수심의 접수고유진동수 48Hz의 범위에 속한다. 넓은 영역의 주파수로 구조응답이 나타나는 것은 쇠파가 평판에 다가와 접하게 되는 수심이 지속적으로 변하기 때문에 0.30m에서 0.15m 까지의 접수고유진동수로 평판이 진동하는 것으로 판단된다.

5.2 높은 적재수심의 경우

높은 적재수심에서 공진 유동에 의해 벽면을 따라 올라간 파가 탱크 상면에 닿았을 때 처리하는 수치기법은 잘 알려져 있지 않다. 본 연구에서는 파가 상면을 닿는 순간 상면을 넘어서는 유체량만큼 상면구석에 새로운 격자를 만들어 질량보존을 만족하도록 처리하여 상면에 의해서 제한되는 슬로싱현상을 계산하였다.

적재수심이 75%이고 주파수비가 95%인 경우에 탱크상면의 구석에 위치한 P5지점에서 상당히 큰 충격압력이 작용됨을 알 수 있고, 계산으로 구한 압력도 실험에 비해 시간적으로 0.1초 가량 앞서기는 하나 실험과 대체로 일치하고 있음을 Fig. 8로부터 알 수 있고, 상당히 큰 충격하중이 상면의 모서리에서 발생함을 확인할 수 있다.

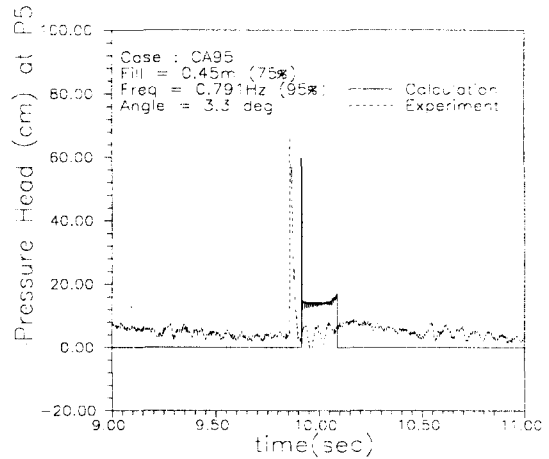


Fig. 8 Pressures at P5 on top corner for fill=0.45m, f/fn=0.95

탱크벽면에 충격압력이 작용하는 경우에 평판의 거동에 의해 압력이 아크릴판에 작용하는 압력보다 상당히 크게 나타나고 있으며, 압력도 특정주파수로 진동하고 있음을 Fig. 9로부터 알 수 있다. 이때의 진동하는 주파수는 45Hz이고, Fig. 10에 나타난 바와 같이 계산으로 구한 압력도 실험과 비슷한 모양을 하고 있다.

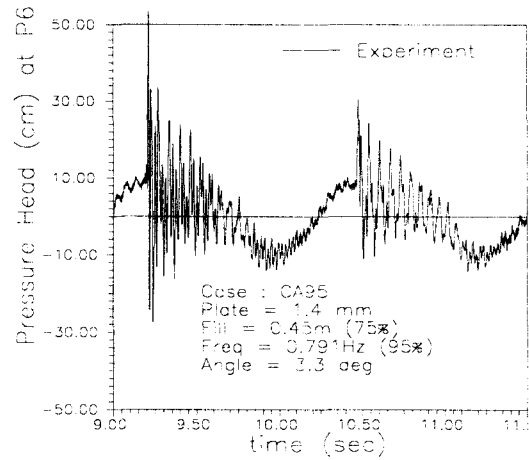


Fig. 9 Pressures at P6 on the steel plate for fill=0.45m, f/fn=0.95

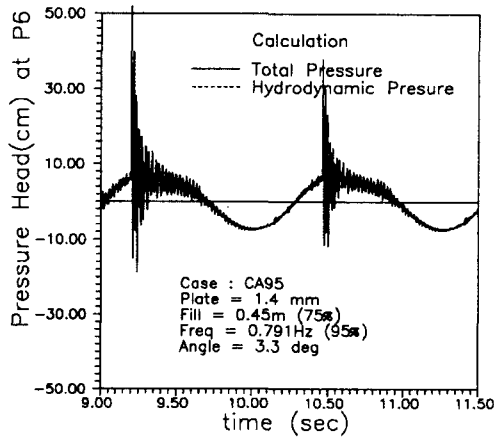


Fig. 10 Calculated pressures at P6 on the steel plate for fill=0.45m, $f/f_n=0.95$

이러한 압력의 증가는 본 논문에서 제시한 유탄성효과에 의한 것임을 계산과 실험결과의 비교를 통해 알 수 있고, 압력이 가속도와 같은 위상을 갖고 있으므로 부가질량의 영향이 크게 작용하고 있음을 의미한다.

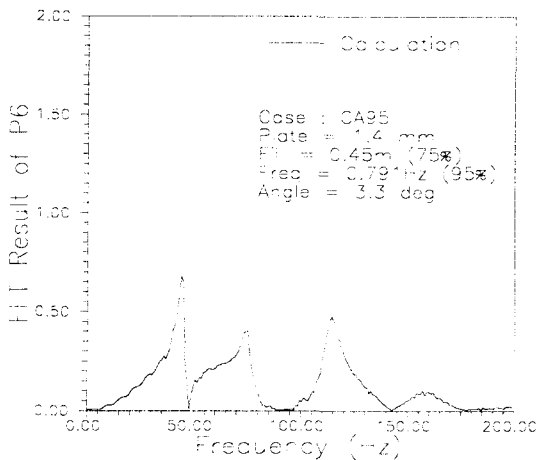


Fig. 11 FFT of pressures at P6 on the steel plate for fill=0.45m, $f/f_n=0.95$

Fig. 11에 나타낸 압력을 후리에 변환한 결과를 보면, 접수고유 진동수로 진동하고 있으며, 가속도와 같은 진동특성을 갖고 있다. 이상에서 살펴본

바와 같이 평판에 충격하중이 작용하는 경우에 유탄성효과에 의한 압력의 증가는 고려하지 않은 경우에 비해 2배 이상 크게 나타나고, 압력의 진동이 평판의 가속도와 같은 특성을 갖고 있다.

6. 결론

이상과 같이 본 논문에서는 직사각형 모델탱크에 대한 슬로싱실험을 통해 적재수심과 동요주파수와 공진주파수의 비가 가장 중요한 인자임을 확인하였고, 고차경계요소법으로 쇄파를 포함한 내부유동을 매우 정확하고 효율적으로 계산하였다.

유탄성효과를 고려한 슬로싱해석을 통해 진동하는 평판의 압력은 유탄성을 고려하지 않은 경우보다 2배 이상 커지고 접수고유진동수로 진동함을 확인하였다. 따라서 기존의 슬로싱 해석에서 벽면을 강체로 가정하여 해석하는 방법은 실제현상과 많은 차이를 갖고 있으며, 궁극적으로 슬로싱 연구의 목적이 구조응답의 해석에 있으므로 평판의 진동을 포함한 유탄성효과를 고려한 해석의 중요성을 확인하였다.

후 기

이 연구는 1997년 한국학술진흥재단의 자유공모과제의 지원으로 수행되었으며, 동기관의 지원에 감사를 드립니다.

참 고 문 헌

- [1] 김사수, "Sloshing 현상과 제어", 대한조선학회지, 제31권 제3호, pp. 21-24, 1994
- [2] Hamlin, N.A., Lou, Y.K., Maclean, W.M., Seibold, F. & Chandras, L.M., "Liquid Sloshing in Slack Ship Tanks - Theory, Observation, and Experiments", The Society of Naval Architects and Marine Engineering, '1986 Annual Meeting, pp. 1-35, 1986
- [3] Mikelis, N.E.M., Miller, J.K. & Taylor, K.V. "Sloshing in Partially Filled Liquid Tanks and its Effect on Ship Motions: Numerical

Simulations and Experimental Verification”, The Royal Institution of Naval Architects, 1984 Spring Meeting, pp. 1-11, 1984

[4] Mathisen, Jan, “Sloshing Loads due to Random Pith Motion”, Norwegian Maritime Research, 1976-No.3, pp. 2-13, 1976

[5] Rizzuto, E. & Tedeschi, R., “Dynamic Pressures in Sloshing Phenomena : A Comparison between Full Scale Measurement and Numerical Calculations”, NAV '94, 1994

[6] 김용환, 박용진, 이화룡, “Sloshing 충격압력의 추정을 위한 수치기법에 관한 연구”, 대한조선학회논문지, 제30권 제4호, pp. 61-73, 1993

[7] 이경중, 이기표, “유한차분법에 의한 2차원 탱크내의 유체 유동 해석”, 대한조선학회지, 제23권 제3호, pp. 9-16, 1987

[8] Bishop, R.E.D. & Price, W.G. *Hydroelasticity of Ships*, Cambridge University Press, 1979

[9] 김극천, 김재승, 이현엽, “평판의 접수진동에 관한 실험적 연구”, 대한조선학회지, 제16권 제2호, pp. 1-7, 1979

[10] 이호섭, 김극천, “유공사각평판의 접수진동”, 대한조선학회지, 제21권 제1호, pp. 21-34, 1984.

[11] 한국선급, 유체-구조상호작용을 고려한 선체진동해석, 삼성중공업 최종연구보고서, 1992

[12] Yoon, J.D., Sim, I.H. & Choi, H.S., “An Analysis of the Hydroelastic Behavior of Large Floating Structures”, Proc. of the 16th OMAE, Vol. 6, pp. 115-121, 1997

[13] Kvalsvold, J. *Hydroelastic Modelling of Wetdeck Slamming on Multihull Vessels*, The Norwegian Institute of Technology, Phd. Dissertation, 1995

[14] Lee, D.Y. and Choi, H.S., “A Study on the Hydroelastic Response of a Plate under Impulsive Pressures due to Breaking Waves”, Jour. of Korean Soc. of Theoretical and Applied Mech., Vol.2, No.1, pp. 1-14, 1996

[15] Longuet-Higgins, M.S. and Cocklet, E.D., “The deformation of steep surface waves on water. I. A numerical method of computation”, Proc. R. Soc. Lond., A350, pp. 1-26, 1976

[16] Brebbia, C.A. and Dominguez, J., *Boundary Elements An Introductory Course*, McGraw-Hill Book Co., 1989

[17] Timoshenko, S.P. & Woinowsky-Krieger, S., *Theory of Plate and Shells*, McGraw-Hill Book Company, 2nd ed., 1959

[18] Leissa, A.W., *Vibration of Plate*, National Technical Information Service, 1969.

부록 A 평판진동에 의한 유체의 속도포텐셜

탱크형상과 같은 유체영역에서 한쪽 벽면에 경계조건이 평판의 진동속도로 주어지는 속도포텐셜을 다음과 같이 구할 수 있다.

좌표계와 계산 영역은 Fig. 12에 나타낸 바와 같고, 포텐셜 유동을 가정하면 속도포텐셜 $\tilde{\phi}$ 에 대한 지배방정식은 다음과 같다.

$$\nabla^2 \tilde{\phi} = 0 \quad \text{in } \Omega(x, y, z, t) \quad (A.1)$$

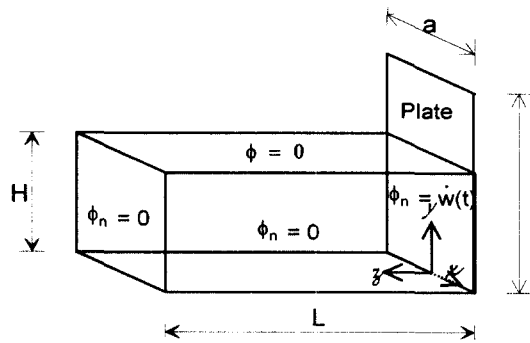


Fig. 12 Coordinate system for radiation potential

얇은 판을 제외한 다른 면의 경계조건은 유속이 “0” 이라는 조건을 부과하고, 얇은 판에서는 유체의 속도에 평판의 진동속도를 부과한다. 또한 평판의 진동은 고주파수 특성을 갖고 있으므로 선형화된 자유표면 경계조건인 고주파수 근사에 의하면, 자유표면에서 포텐셜을 “0”으로 생각할 수 있다. 따라서 경계조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 z=0, \quad \tilde{\phi}_z &= \frac{\partial w}{\partial t}, \quad z=L, \quad \tilde{\phi}_z=0 \\
 y=0, \quad \tilde{\phi}_y &= 0, \quad y=H, \quad \tilde{\phi}=0 \\
 x=-\frac{a}{2}, \quad \tilde{\phi}_x &= 0, \quad x=\frac{a}{2}, \quad \tilde{\phi}_x=0
 \end{aligned}
 \tag{A.2}$$

변수분리를 이용하면 폭방향과 높이방향은 고유치문제의 해로서 구해지고, 속도포텐셜은 시간에 대한 계수 $H_{ij}(t)$ 만을 미지수로 갖는 다음과 같은 해를 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
 \tilde{\phi}(x, y, z, t) &= \sum_{i=0,2,\dots}^{\infty} \cos p_i x \sum_{j=1}^{\infty} \cos q_j y \\
 &[\cosh(\sqrt{p_i^2 + q_j^2} z) - \tanh(\sqrt{p_i^2 + q_j^2} L) \\
 &\quad \sinh(\sqrt{p_i^2 + q_j^2} z)] H_{ij}(t) \\
 &+ \sum_{i=1,3,\dots}^{\infty} \sin p_i x \sum_{j=1}^{\infty} \cos q_j y \\
 &[\cosh(\sqrt{p_i^2 + q_j^2} z) - \tanh(\sqrt{p_i^2 + q_j^2} L) \\
 &\quad \sinh(\sqrt{p_i^2 + q_j^2} z)] H_{ij}(t)
 \end{aligned}
 \tag{A.3}$$

여기서 $p_i = \frac{i\pi}{a}$, $q_j = \frac{(j - \frac{1}{2})\pi}{H}$ 이다.

$H_{ij}(t)$ 를 구하기 위해 $z = 0$ 에서 다음과 같은 경계조건을 대입한다.

$$\tilde{\phi}_z(x, y, 0, t) = \frac{\partial w}{\partial t}
 \tag{A.4}$$

식(A.4)의 양변에 i 가 짝수일 때와 홀수일 때는 각각 $\cos p_i x \cos q_j y$ 와 $\sin p_i x \cos q_j y$ 를 곱하고 고유함수의 직교성을 이용하여 물이 접하고 있는 면에 대해서 적분을 수행하면 다음과 같이 $H_{ij}(t)$ 를 구할 수 있다.

i 가 짝수인 경우

$$H_{ij}(t) = -R_{ij} \frac{4}{aH} \int_0^H \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{\partial w}{\partial t} \cos p_i x \cos q_j y \, dx dy
 \tag{A.5}$$

i 가 홀수인 경우

$$H_{ij}(t) = -R_{ij} \frac{4}{aH} \int_0^H \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{\partial w}{\partial t} \sin p_i x \cos q_j y \, dx dy
 \tag{A.5'}$$

여기서 $\frac{1}{R_{ij}} = \sqrt{p_i^2 + q_j^2} \tanh \sqrt{p_i^2 + q_j^2} L$ 이다.

따라서 평판의 진동에 의한 유체의 속도포텐셜은 진동속도가 알려지면 식(A.5)로부터 구할 수 있다.

부록 B 유탄성효과를 고려한 부가질량과 감쇠력

유탄성효과에 의해 유기되는 유체동압력은 부록 A에서 구한 속도포텐셜을 베르누이식에 대입하여 구할 수 있다.

$$\begin{aligned}
 \tilde{p} &= -\rho_w \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial t} \Big|_{z=0} \\
 &= -\rho_w \left\{ \sum_{i=0,2,\dots}^{\infty} \cos p_i x \sum_{j=1}^{\infty} \cos q_j y \dot{H}_{ij}(t) \right. \\
 &\quad \left. + \sum_{i=1,3,\dots}^{\infty} \sin p_i x \sum_{j=1}^{\infty} \cos q_j y \dot{H}_{ij}(t) \right\}
 \end{aligned}
 \tag{B.1}$$

여기서 i 가 짝수 일 때만 표현하면, $\dot{H}_{ij}(t)$ 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 \dot{H}_{ij} &= -R_{ij} \frac{4}{aH} \int_0^H \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \cos p_i x \cos p_j y \, dx dy \\
 &\quad + R_{ij} \frac{4}{aH^2} \frac{dn}{dt} \int_0^H \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{\partial w}{\partial t} \cos p_i x \cos p_j y \, dx dy
 \end{aligned}
 \tag{B.2}$$

수직변위를 나타내는 식(B.3)과 같은 모달해를 위 식에 대입하면, 유탄성효과를 고려한 유체 동압력이 식(B.4)와 같이 얻어진다.

$$w(x, y, t) = \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} a_{mn}(t) \psi_m(x) \psi_n(y)
 \tag{B.3}$$

$$\begin{aligned} \tilde{p}(x, y, w, t) = & -\rho_w \left[\sum_{i=0,2,\dots}^{\infty} \cos p_i x \sum_{j=1}^{\infty} \cos q_j y \right. \\ & R_{ij} \left\{ \frac{-4}{aH} \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} E_{mi} f_{nj} \ddot{a}_{mn} \right. \\ & \left. + \frac{4}{aH^2} \frac{d\eta}{dt} \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} E_{mi} f_{nj} \dot{a}_{mn} \right\} \\ & + \sum_{i=1,3,\dots}^{\infty} \sin p_i x \sum_{j=1}^{\infty} \cos q_j y \\ & R_{ij} \left\{ \frac{-4}{aH} \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} E_{mi} f_{nj} \ddot{a}_{mn} \right. \\ & \left. + \frac{4}{aH^2} \frac{d\eta}{dt} \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} E_{mi} f_{nj} \dot{a}_{mn} \right\} \end{aligned} \quad (B.4)$$

여기서

$$\begin{aligned} E_{mi} &= \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \psi_m(x) \cos p_i x \, dx \quad i = \text{even} \\ &= \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \psi_m(x) \sin p_i x \, dx \quad i = \text{odd} \end{aligned} \quad (B.5)$$

$$f_{nj} = \int_0^H \psi_n(y) \cos q_j y \, dy \quad (B.6)$$

식(B.4)로 표현된 압력을 평판의 면에 대해 적분하면 평판의 진동에 의해 추가되는 외력항을 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} F_{kl} &= \int_0^{H+\eta} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \{ \bar{p}(x, y, t) \\ &+ \tilde{p}(x, y, w, t) \} \psi_k(x) \psi_l(y) \, dx \, dy \end{aligned} \quad (B.7)$$

추가적인 외력항만을 나타내면, 다음과 같이 가속도에 비례하는 항과 속도에 비례하는 항으로 표현할 수 있고, 첫번째항의 A_{klmn} 은 부가질량으로, 두번째항의 B_{klmn} 은 감쇠력계수로 생각할 수 있다.

$$\begin{aligned} \tilde{F}_{kl} &= -\rho_w \frac{-4}{aH} \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} \ddot{a}_{mn}(t) \\ &\quad \left\{ \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} E_{ki} f_{lj} R_{ij} E_{mi} f_{nj} \right\} \\ &\quad - \rho_w \frac{4}{aH^2} \frac{d\eta}{dt} \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} \dot{a}_{mn}(t) \\ &\quad \left\{ \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} E_{ki} f_{lj} R_{ij} E_{mi} f_{nj} \right\} \\ &= - \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} A_{klmn} \ddot{a}_{mn}(t) \\ &\quad - \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} B_{klmn} \dot{a}_{mn}(t) \end{aligned} \quad (B.8)$$

따라서 유탄성효과에 의해 나타나는 추가적인 외력을 포함한 모달방정식은 다음과 같이 얻어진다.

$$\begin{aligned} M_{klkl} \ddot{a}_{kl} + K_{klkl} a_{kl} &= \bar{F}_{kl} + \tilde{F}_{kl} \\ &= \bar{F}_{kl} - \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} A_{klmn} \ddot{a}_{mn} \\ &\quad - \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} B_{klmn} \dot{a}_{mn} \end{aligned} \quad (B.9)$$