



공학석사학위논문

슬로싱 영향을 동반한 해양 부유체 운동에 대한 수치해석적 연구



의생명 융합공학 협동과정

김 현 종

슬로싱 영향을 동반한 해양 부유체 운동에 대한 수치해석적 연구



의생명 융합공학 협동과정

김 현 종

김 현 종의 공학석사 학위논문을

인준함



목 차

Abstract

제 1 장 서 론
1.1 연구 배경 및 동향
1.2 연구 목적
제 2 장 다상 모델 선정을 위한 비교 연구
2.1 유한 수심을 가지는 탱크 내부 슬로싱 해석
2.1.1 해석모델6
2.1.2 다상유동 지배방정식7
2.2 해석결과
2.3 해석결론14
제 3 장 해양 파랑 이론의 응용
3.1 미소진폭파 이론(Airy Wave Theory)15
3.1.1 미소진폭파 이론 방정식16
3.2 비선형파 이론(Stokes 5 th order Wave Theory)19
3.2.1 Stokes 5 th order 파 이론 방정식20
제 4 장 수치해석을 위한 지배방정식
4.1 난류모델 지배 방정식
4.2 강체 지배 방정식
제 5 장 사각형 부유체 3차원 수치해석30
5.1 수치해석 조건
5.1.1 사각형 부유체의 상사
5.1.2 파랑의 상사31
5.2 사각형 부유체의 수치해석 결과
5.2.1 시간대별 부유체 운동 및 가시화

제 6 장 실린더형 부유체 3차원 수치해석	
6.1 수치해석 조건	41
6.2 실린더형 부유체의 수치해석 결과	
6.2.1 시간대별 부유체 운동 및 자유표면 가시회	46
6.2.2 부유체 운동 변화	



Numerical Study for Motions of an Ocean Floater with Sloshing Effects HyunJong Kim

Department of Mechatronics Engineering, Graduate School, Pukyong National University

Abstract

The sloshing of a liquid inside an ocean floater is caused by external disturbances due to waves. To analyze the impact of sloshing within and on the floater, a coupled analysis method is used. The results of earlier research shows good agreements with large scale phenomenon such as ship motions by sloshing and linear sloshing behavior. However, the wave excitation method based on potential theory is not a good option to consider separation of break waves on a rigid body. Also, this method show difficulties in analysis of surface flows and violent sloshing because they use simple multi-phase model and moreover turbulence influences are not considered. Hence, in this study, the Volume of Fluids (VOF) method is used to analyze the multiphase flows of a strongly nonlinear sloshing problem in a cylindrical and a rectangular tank using three dimensional Computational Fluid Dynamics (CFD) techniques. For accountability purposes, the results of this study was compared with that of the earlier research - with many multiphase models such as the inhomogeneous multi-phase theory based free surface model and the mixture model. Two theories – the linear wave (Airy Wave) and the nonlinear wave (Stoke's 5th order wave) – were used to create the disturbances for the floater.

In the results, the sloshing phenomenon in the floater is visually shown with change in filling rates through unsteady calculations and the motions of the floater with sloshing influences are shown with time history. The comparative results of the multi-phase models shows a constant periodic trend, both experimentally and numerically, even if under violent sloshing. Also the comparison matches visually. The pressure of each periods are approximately 1500pa. The maximum pressure values of numerical results for each period is 5% to 10% higher when compared with the experimental results. The results of the rectangular tank shows linear sloshing phenomenon. The pitch motions of periods are twice higher than the other cases at 75% filling case. The results of the cylindrical tank shows a maximum displacement of pitch motion at 0.15 radian for the 30 % filling case and also the pitch motions are twice higher than the other cases. The 60% case has the most active displacements for the heave motions. This confirms the non-repeatability of the floater motions due to sloshing phenomenon and waves.



제1장서 론

1.1 연구 배경 및 동향

탱크 내 부분적으로 적재된 유체는 물리적인 외란을 받는 경우, 유체의 자유 표면이 요동하는 현상인 슬로싱(Sloshing)이 발생한 다.[1] 이러한 슬로싱 현상은 도심 시설, 발전소, 로켓 및 비행체 시스템, 운송 산업 등 산업 전반에 걸쳐 고려되고 있으며 산업 규 모에 비례적으로 저장 탱크의 크기가 증가함에 따라 유체 역학적 해석의 중요성이 대두되고 있다. 초기 슬로싱의 연구는 NASA를 중심으로 우주 발사체 시스템의 연료 저장 탱크의 슬로싱 현상에 의한 추진 시스템의 문제가 야기됨에 따라 체계적으로 연구되기 시작했다. Abramson[2]과 Bauer[3]의 연구가 대표적이며, 특히 Abramson은 슬로싱에 의한 유체의 선형적인 압력 변화에 대해 포 텐셜 이론을 이용하여 연구 하였고 오늘날 대부분의 슬로싱 연구 에 대한 내용을 담고 있는 Ibrahim[1]의 저서에 큰 영향을 미쳤다. 슬로싱의 수치해석 문제는 흔히 Navier-Stokes 방정식의 근사해. 자유 표면의 동적 상태를 구현하는데 수학적인 어려움과 전산 해 석적 복잡성 때문에 보다 간단한 형태인, 몇 가지 가정을 포함한 포텐셜 이론을 중심으로 발전해 왔다. 최근까지, 유한요소법 (FEM), 유한체적법(FVM), 경계요소법(BEM)과 pseudo-spectral 법을 이용한 수치적 슬로싱 해석 연구가 많은 연구자들에 의해 시

도되어 왔으며, BEM을 이용한 수치해석의 연구로 Nakayama[4], Iseki[5], Abe[6] 등의 연구가 대표적이고 pseudo-spectral 법을 이 용한 3차원 슬로싱 연구로는 Ferrant and Le Touze[7]의 연구를 들 수 있다.

본 연구의 주안점인 해양 부유체의 슬로싱에 대한 연구는 조선 공학 분야에서 슬로싱에 의한 LNG 선박의 조종력 저감, 탱크 손 상, 소음 등의 문제점을 해결하기 위한 수치적 연구들이 활발하다. Abramson[8]의 연구는 LNG 탱크 내부의 적재량과 높이와 길이 변화에 따른 슬로싱의 충격량에 대한 연구를 진행하였고, 이를 시 작으로 부유체와 슬로싱의 상호작용을 해석하기 위해 많은 연구가 진행되고 있다. 대표적인 3차원 수치해석적 접근으로, Kim[9]은 선 박운동과 슬로싱 해석을 impulse-response-fuction법을 이용하여 선박의 자유도 운동을 해석하였고, 전산유체역학(CFD) 기법을 이 유동을 해석하였다. Frequency-domain-solution과 용하여 impulse-response-function법의 진폭응답함수를 비교하였고. Anti-Rolling-Tank의 수위별 슬로싱 감쇠 효과에 대하여 고찰하 였다. Lee[10] 등은 선박 운동에 의한 내부 탱크 슬로싱을 Time domain simulation scheme을 이용하여 해석하였고, 실험과 함께 swav, roll 운동을 중점적으로 분석하였다. S. Mitra[11] 등은 Novel time domain simulation scheme을 이용하여 비선형 슬로싱 과 선박운동을 바람과 해류, 파랑의 효과를 고려하여 탱크내부 슬 로싱을 해석하였다. C.H. Wu[12] 등은 다양한 파랑 방향, 형태에

대한 외란을 이용하였다. 사각 탱크와 슬로싱의 상호작용을 3D time-independent finite difference 법을 개발하여 해석하였고, 선 행 연구와 비교를 통해 수치 모델을 검증하였다.

1.2 연구 목적

위 연구의 결과들[9-12]은 내부 유체의 도약, 슬로싱에 의한 선체 운동변화처럼 큰 스케일 측면에서는 좋은 결과가 예상된다. 하지만, 탱크와 유체의 벽면에서의 경계 조건과 단순한 다상 모델 사용, 난 류 영향을 고려하지 않음으로 인해 표면류 형태를 예측하는데 어려 움이 있다. 또한, 포텐셜 이론 기반의 외란 가진 방식은 점성을 교려 하지 않음으로 인하여 강체 즉, 부유체 외벽의 쇄파에 의한 유체의 박리(Separation)을 고려하지 못한다는 단점이 있다. 비선형 슬로싱 을 연구한 S. Mitra[11] 의 연구를 제외하면, 대부분의 연구는 외란 이 약한 경우하의 비점성, 선형 슬로싱 해석 연구이다. 하지만 실제 해양 부유체 내부 슬로싱은 선박의 운동, 해양 기후, 탱크의 형상에 따라 비선형성이 자주 나타난다.

해양 부유체는 파랑에 의한 외란이 불규칙적이고, 탱크 내부 슬 로싱은 부유체 운동에 직접적으로 영향을 준다. 따라서 본 연구에 서는, 기존 연구에서 보고되지 않았던 3차원 실린더형 부유체 형 상과 사각형 부유체 내부의 비선형성이 강한 자유표면의 슬로싱과 표면류를 구현하고, Rigid-body기법을 이용한 부유체 운동 해석에 목적이 있다. 자유표면의 형태를 정밀히 예측하기 위해 Volume Of Fluid(VOF) 기법을 적용하여 다상 유동을 구현하고, 여러 VOF 기법을 선행연구의 실험 결과와 정량적, 가시적으로 비교하 여 모델의 타당성을 검증한다. 또한, 해양 부유체를 해석하기 위해 외란으로 사용될 파랑은 선형파(Airy Waves)와 비선형파(Stoke's 5th Waves) 이론을 이용하여 탱크 내부 유체영역을 제외한 외부영 역에 대입하여 조파하고, 시간대별 자유도 운동을 비교하여 내부 유체 영향에 따른 운동 특성을 비교하고자 한다.



제 2 장 다상 모델 선정을 위한 비교 연구

2.1 유한 수심을 가지는 탱크 내부 슬로싱 해석

격한 슬로싱(Violent sloshing) 현상이 일어날 때, 자유표면은 강한 비선형성 때문에 이론적인 접근으로 충격 하중이나, 자유표면의 유 동 등을 예측하기는 굉장히 어렵다. 대부분 상사 실험에 의존하고 있지만 규모가 커짐에 따라 실험이 언제나 가능하지만은 않은 실정 이다. 하지만 최근 컴퓨터 기술이 급격히 발전함에 따라 전산유체 역학을 이용한 해석이 충분히 가능해졌고, 다상 유동해석을 위해 Volume Of Fluids(VOF)법[13], Maker And Cell(MAC)법[14], buffer zone 개념을 이용한 Solar-Surf 법[15,16]등을 이용한 다양 한 연구들이 진행되었다. 본 연구에서는 해양 부유체 내부의 슬로 싱 구현을 위해 VOF 법을 이용하였고, 본 파트에서는 다상모델 선 정을 위해 상용코드(ANSYS CFX)에 포함된 여러 다상모델의 적합 성을 판단하는데 목적이 있다.

Bernhard Godderidge등 [17]는 좌우로 운동하는 tank의 격렬한 슬 로싱 해석을 위해 다상 유동모델 개발에 관한 연구를 하였고, 결과 는 homogeneous 모델보다 inhomogeneous 모델이 압력데이터 예 측에서 실험값과 잘 일치함을 강조하였다. 또한, Zdravko R. Kishev등[18]의 연구는 2차원 격한 슬로싱 해석을 위해 constraint interpolation profile (CIP) method를 개량한 CIP-CSL 3 scheme 을 이용하여 압력을 측정한 실험 데이터와 슬로싱 현상을 가시적으 로 비교하였다. Bernhard Godderidge등 [17]의 연구에서 압력데이 터를 잘 예측하고 있는 inhomogeneous model 기반의 다상 모델인 Mixture(M) model과 Free surface(F) model을 Zdravko R. Kishev 등 [18]의 연구 결과들과 비교 하였다.

2.1.1 해석 모델



Fig. 2–1. Schematic diagram of a test rig with dimensions and measuring points.

수치해석은 비교연구를 위해 참고문헌[18]의 실험 장비와 같이 모 델링하였고 Fig. 2-1에 나타냈다. 폭 60cm, 높이 30cm이며, 물의 적재량은 바닥으로부터 12cm, 25cm 2가지 케이스를 모델링하였다. 압력 측정은 적재량이 12cm일 때 10cm, 25cm 일 때 23.5cm 지점 에 위치한다. 탱크의 변위 함수는 식(2.1)과 같다.

$$\eta_x = Asin(\omega t) \tag{2.1}$$

여기서, A는 진폭으로 0.05m를 주었고, ω는 2π/T 로 angular frequency를 나타내고, t는 시간이다. 수치해석에 사용된 nodes는 약 6 만개 이며, Hexagonal mesh를 사용하였다. 공기는 Ideal gas 25℃, 물의 밀도는 998kg/m³를 주었고 중력가속도는 9.81 m/s²이다.

2.1.2 다상 유동 지배 방정식

Inhomogeneous 모델은 계면에서 상 사이에 질량 수송에 의한 모멘 텀 항을 추가적으로 풀게 된다. 본 연구에서 사용된 Inhomogeneous 모델의 체적 보존항은 다음 식(2.2)과 같다. 여기서 N_p는 상의 개수, r_a는 각 상의 체적비를 의미한다.

$$\sum_{\alpha}^{N_p} r_{\alpha} = 1 \tag{2.2}$$

상간의 압축성을 고려한 보존 방정식은 식(2.3)과 같이 주어진다.

$$\sum_{\alpha} \frac{\partial (r_a U_{ai})}{\partial x_i} = 0 \quad (2.3)$$

비정상 상태의 연속방정식은 식(2.4)과 같다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(r_{a}\rho_{a}) + \frac{\partial}{\partial x_{i}}(r_{\alpha}\rho_{\alpha}U_{\alpha i}) = \sum_{\beta=1}^{N_{p}}\Gamma_{\alpha\beta}$$
(2.4)

비정상 상태 운동량 방정식은 식(2.5)과 같이 정의된다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(r_{\alpha}\rho_{\alpha}U_{\alpha j}) + \frac{\partial}{\partial x_{i}}(r_{\alpha}(\rho_{\alpha}U_{\alpha i}U_{a j})) =$$

$$-r_{\alpha}\frac{\partial}{\partial x_{j}}p_{\alpha} + \frac{\partial}{\partial x_{i}}(r_{\alpha}\mu_{\alpha}(\frac{\partial}{\partial x_{i}}U_{\alpha j} + (\frac{\partial}{\partial x_{j}}U_{\alpha i})^{T})) + \sum_{\beta=1}^{N_{p}}(\Gamma_{\alpha\beta}^{+}U_{\beta j} - \Gamma_{\beta\alpha}^{+}U_{\alpha j})$$

$$(2.5)$$

$$4(2.5)에 \text{ 전 단위 체적 당 질량유량 }\Gamma_{\alpha\beta} \vdash 4(2.6) \text{ 과 } \text{ 같다.}$$

$$\Gamma_{\alpha\beta} = \dot{m}_{\alpha\beta}A_{\alpha\beta}$$

$$(2.6)$$

M 모델과 F 모델의 차이는 상간의 계면밀도(Interfacial area density) A_{αβ} 를 정의 하는 방법에 따라 나뉘며 L⁻¹의 차원을 가진 다. M 모델의 계면길이d_{αβ}는 식(2.7)와 같으며, 계면밀도는 식(2.8) 과 같이 정의된다.

$$d_{\alpha\beta} = \frac{r_{\alpha}d_{\beta} + r_{\beta}d_{\alpha}}{6} \tag{2.7}$$

$$A_{\alpha\beta} = \frac{r_{\alpha}r_{\beta}}{d_{\alpha\beta}} \tag{2.8}$$

상간 계면의 상호작용을 풀게 되는 F모델은 Two-phase 인 경우 (2.9)와 같이 정의 된다.

$$A_{\alpha\beta} = \left| \overrightarrow{\nabla} r_{\alpha} \right| \tag{2.9}$$

여기서, α와 β는 상, r은 상의 체적비, d는 계면 길이 스케일 (Interfacial length scale)을 나타낸다.

2.2 해석 결과

그림 2-2와 2-3은 시간대별 유동을 Zdravko R. Kishev 등 [18]의 실험 결과 및 수치해석 결과를 비교하여 나타낸 그래프이다. (a)는 실험 결과를 나타내고 있고 (b)는 Constrain Interpolation Profile (CIP)법 기반의 수치해석 결과를 나타내고 있다. (c)는 F 모델이 며, (d)는 M모델의 결과를 도시하였다. 그림 2-2는 적재량이 12cm 인 경우를 나타내고 있으며, (a)결과를 기준으로 가시적으로 비교 하였을 때, (b), (c), (d) 결과 모두 유동의 경향을 잘 예측하고 있 는 것을 보인다. 그림 2-2의 (c) 및 (d)의 경우 자유 표면 및 상간 의 체적비를 명확히 처리하는 반면 CIP 법을 기반으로 하는 방법 은 벽 근처 유동과 각 상의 체적비 및 계면을 예측하는데 있어 다 소 거친 것을 관찰 할 수 있다.

그림 2-3는 적재량이 25cm일 때의 결과를 그림 2-2과 같은 방법 으로 나타내었다. 자유 표면의 움직임은 적재량이 12cm일 때 보다 더 격렬한 것을 볼 수 있으며, 다상 모델별로 예측결과가 조금 다 르게 나타남을 확인 할 수 있다. 가시적으로 비교해본 결과 계면 의 길이 스케일을 고려한 M모델의 결과인 (d)가 다른 다상모델의 결과를 미루어 비교해보았을 때 가장 좋은 결과를 보여주는 것으 로 판단된다. 3가지 다상모델의 수치해석 결과에서 모두 보여주고 있는 벽면 근처의 버블과 모서리 부분의 Air trap에 대한 결과는 실험에서 관찰 되지 않은 현상으로, 흔히 다상모델들의 문제점으 로 제기되는 공기와 물의 격렬한 Mixing 현상 예측 대한 취약성 으로 판단된다[18].

그림 2-4 (a),(b)는 압력 측정 포인트에서 얻어진 수치해석 결과 를 Zdravko R. Kishev 등 [18]의 압력 측정 데이터와 총 7 주기를 비교한 그래프이며 수치해석 값은 M model을 이용한 그래프이다. 먼저 실험값을 분석해 보면, 외란과 수심이 일정할 때 시간에 따른 슬로싱이 격렬해짐에도 충격량은 일정한 주기적인 경향을 나타낸 다. 그림 2-4(a)는 A가 5cm, h=12cm, T=1.5s일 때 바닥으로부터 10cm 위에 위치한 압력 포인트의 데이터이며, 압력 값의 차이가 실험 결과와 비교했을 때 차이가 거의 없었고, 주기적 경향 또한 잘 예측되는 것을 확인 할 수 있다. 주기마다 압력은 평균적으로 약 1500pa로 나타나고 있고, 실험 결과와 비교했을 때 최댓값은 매 주기마다 약 5%에서 10% 정도 높게 계산됨을 확인 할 수 있다. 그림 2-4(b)는 A가 5cm, h=25cm, T=1.3s일 때 바닥으로부터 23.5cm 위에 위치한 압력 포인트의 데이터이다. 최댓값은 2000pa 이하로 잘 예측 하였으며, 그림 2-4(a)와 마찬가지로 2번째와 4번 째 주기에서 약 10% 이상 높은 압력 값이 얻어졌다. 전체적인 주 기성은 그림 2-2(a) 만큼 균일하지 않았지만 값을 비교해 보면 1000에서 1500pa 사이로 큰 차이는 보이지 않고 있다.



Fig. 2–2. Temporal variations of sloshing phenomenon in 2D tank. h is 12cm, amplitude A is 5cm and ω is 4.83s⁻¹. (a) experiment, (b) CCUP/CIP-CSL3 model, (c) the F model and (d) the M model.



Fig. 2-3. Temporal variations of sloshing phenomenon in 2D tank. h is 25cm, amplitude A is 5cm and ω is 4.83 s⁻¹. (a) experiment, (b) CCUP/CIP-CSL3 model, (c) the F model and (d) the M model.



Fig. 2–4. Comparison of experimental and numerical results, (a) 25cm filled case; (b) 12cm filled case.

2.3 해석 결론

압력데이터를 실험결과와 함께 비교 했을 때 차이가 거의 없었고 주기마다 5% 에서 10% 가량 값이 크게 얻어지는 것을 결과에서 확인하였다. 가시적인 관찰결과 실험에서 얻어지는 유동을 두 모 델 모두 잘 예측하였고, 계면 처리가 CIP 기반의 수치해석 모델의 결과보다 우수하였다. 하지만, 실험에서 슬로싱이 격렬해 질수록 버블이 발생하게 되는 것을 확인하였지만, 본 연구의 수치해석 모 델에서는 자유 표면에서 버블이 관찰되지 않았다. 이는 표면장력 을 고려하지 않은 결과로 예상되며, 압력데이터와 가시적으로 비 교된 결과를 대조했을 때 자유표면에서 버블 발생은 결과에 크게 영향을 주는 요소는 아니라고 판단된다.

11 10

제 3 장 해양 파랑이론의 응용

본 연구에서는 규칙과(regular waves)를 중심으로 선형(linear)과 이론과 비선형(Non-linear)과 이론을 외부 유체 영역에 대입하여 조파하였다. 해양 파랑운동을 정량적으로 정의하기 위해 기본적으 로 파고(wave heigh), 파장(wave length), 수심(water depth), 주기 (wave period), 파속(wave celerity)이 있다. 실제 파랑은 진행 방 향과 진폭이 모두 불규칙 하고 점성을 가진다. 하지만 파랑에 의 한 유체 운동의 대부분을 비 회전성으로 가정하여도 물리적으로 문제가 되지 않는다면, 부유체등 구조물이 없을 때 점성에 의한 영향은 해저면 경계층에 주로 작용 된다. 해수는 비압축성 유체로 가정할 수 있으며, 파동은 속도 포텐셜 함수로 표현 할 수 있 다.[19]

3.1 미소진폭파 이론 (Airy Wave Theory)

선형파는 파랑 이론의 기초가 되는 이론이며, 수학적 간편성 때 문에 공학적으로 많이 응용되고 있는 이론이다. 본질적으로 비선 형을 띄는 자유 표면에서의 운동학적, 역학적 조건을 선형화 하는 과정에서 파고 대비 수심비가 아주 작다는 가정 즉, H<<L 이라는 가정을 하고 있어 미소진폭파 이론이라고도 하며, G.B. Airydl에 의해 처음 제안 되어 Airy wave 이론이라고도 한다.



Fig. 3-1. Wave characteristics [20]

그림 3-1은 파의 물리적인 정의를 나타내고 있다. a는 amplitude, H는 파고(H=2a), L은 파장 즉, 파봉(wave crest)사이의 거리를 나 타내는 것이며, h는 수심을 나타낸다.

2차원 파랑의 속도 포텐셜 ϕ(x,y,t)는 식(3.1), 식(3.2)과 같다.

$$v_{x} = \frac{\partial \phi}{\partial x}$$
(3.1)
$$v_{z} = \frac{\partial \phi}{\partial z}$$
(3.2)

또한 다음 식(3.3)과 같은 Laplace 방정식을 만족한다.

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = 0 \quad (h < z < \eta, \ \infty < x < +\infty)$$
(3.3)

선형파 이론에서, 파랑 운동 에너지와 파랑 형태 n를 표현하면 각 각, 식(3.4) 및 식(3.5)과 같다.

$$\phi = \frac{ag}{\sigma \cosh kh} \cosh k(z+h) \sin (kx - \sigma t)$$
(3.4)

$$\eta = a\cos\left(kx - \sigma t\right) \tag{3.5}$$



여기서 2번째 항인 미소 파형 경사 변화량은 무시하면 z방향의 속 도 성분은 식(3.8)과 같다.

$$v_z = \frac{\partial \eta}{\partial t} \tag{3.8}$$

단위 시간당 수면 변위는 그림 3-2처럼 z-방향의 속도 성분의 변 화와 같다.



Fig. 3-2. Wave motion in deep water [20]

z 방향의 포텐셜 변화는 단위 시간당 파랑의 수면 변위와 같으며 식(3.9)와 같다. $\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) = -\frac{1}{g} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}$ (3.9) 파랑의 분산 관계식(dispersion relationship)은 다음과 같다.

 $\sigma^2 = gk \tanh kh \tag{3.10}$

파랑의 전파 속도 C는 다음과 같이 정의된다.

$$C = \frac{L}{T} = \frac{2\pi}{k} / \frac{2\pi}{\sigma} = \frac{\sigma}{k}$$
(3.11)

따라서, 최종적으로 C는 식(3.12)와 같다.

$$C = \sqrt{\frac{L}{2\pi}g \tanh\frac{2\pi h}{L}} \tag{3.12}$$

3.2 비선형파 이론 (Stokes 5th Wave Theory)

비선형파의 2차항의 해를 처음으로 제시한 Stokes에 의해 처음 제안된 이론이며, 파곡(wave trough)의 진폭이 파봉(wave crest) 의 진폭보다 작은 것이 특징이다. 앞에서 언급한 선형파동이론은 비선형 조건을 평균 수면에 대해 전개하였고, 미소 변화량의 곱을 0라고 가정하였다. 즉, 2차이상의 항을 무시하여 유도하였고, 본 이론에서는 첩동 전개법(Perturbation expansion method)으로 고 차항을 정의하여 유도되었다. 1차 근사해는 미소진폭파의 형태와 동일하며, 중간-심해수십에 적용이 가능하고 연안에 가까워질수록 이론의 정확도가 떨어진다. 이론의 적용 한계는 식(3.14)과 같으며, Ursell Parameter[21]라고 한다. Stokes 5th 이론의 일반해 형태는 Skjelbreia and Hendrikson[22]과 Fenton[23]에 의해 정리되었으며, Skjelbreia and Hendrikson는 가장 작은 차수에서 진폭이 길이스 케일과 같다는 해석을 통해 물리적 크기를 가지지 않는 λ량을 이 용하여 전개하였고, 이에 반해 Fenton은 무차원화 된 파고를 대표 하는 ε을 이용하여 일반해를 제시하였다.[23]

$$\frac{L^2 H}{h^3} < \frac{8\pi^2}{3} \approx 26 \tag{3.14}$$

3.2.1 Stokes 5th 차 파랑 이론의 방정식

본 연구에서는 J. D. Fenton[23]에 의해 제안된 방정식을 사용하 였고, 해수면 변위 η는 식(3.15)와 같이 정의 된다. 여기서 k는 파 수(wave number)를 의미하며 k는 2π/L 로 정의된다.

$$\eta = k^{-1} [\epsilon + \epsilon^3 B_{31} - \epsilon^5 (B_{53} + B_{55}) \cos(\theta) + (\epsilon^2 B_{22} + \epsilon^4 B_{42}) \cos(2\theta) + (-\epsilon^3 B_{31} + \epsilon^5 B_{53}) \cos(3\theta) + \epsilon^4 B_{44} \cos(4\theta) + \epsilon^5 B_{55} \cos(5\theta)]$$
(3.15)

여기서 θ=k(x-ct)이다. 계수 B_{ij}는 d와 L의 무차원 함수이다 (Appendix A 참조).

파의 속도 포텐셜은 다음과 같이 전개된다.

$$\frac{1}{C_0} \sqrt{\frac{k^3}{g}} \phi = (\epsilon A_{11} + \epsilon^3 A_{31} + \epsilon^5 A_{51}) \cosh(kz) \sin(\theta) + (\epsilon^2 A_{22} + \epsilon^4 A_{42}) \cosh(2kz) \sin(2\theta) + (\epsilon^3 A_{33} + \epsilon^5 A_{53}) \cosh(3kz) \sin(3\theta) + \epsilon^4 A_{44} \cosh(4kz) \sin(4\theta) + \epsilon^5 A_{55} \cosh(5kz) \sin(5\theta)$$
(3.16)

여기서 계수 C₀ 와 A_{ij}는 d와 L의 무차원 함수이다 (Appendix A 참조). 따라서 속도 요소들은, 식(3.16)를 통해 유도해 보면 다음과 같이 전개된다.

$$\frac{1}{C_0}\sqrt{\frac{k^3}{g}}u = \frac{1}{C_0}\sqrt{\frac{k^3}{g}}\frac{\partial\phi}{\partial x} = \sum_{n=1}^5 \epsilon^n a_n \cosh(nkz)\cos(n\theta)n\frac{\partial\phi}{\partial x}$$
(3.17)

여기서 또한 θ=k(x-ct), ∂θ/∂x는 곧 k이므로 수평방향 속도 u 는,

$$\frac{1}{C_0}\sqrt{\frac{k}{g}}u = \sum_{n=1}^5 \epsilon^n a_n \cosh(nkz)\cos(n\theta)n \tag{3.18}$$

유사한 방법으로 유도한 수직방향 속도 v는 식 (3.19)과 같다.

$$\frac{1}{C_0}\sqrt{\frac{k}{g}}v = \sum_{n=1}^5 \epsilon^n a_n \sinh(nkz)\sin(n\theta)n$$
(3.19)

이 된다. 여기서 함수 an은 식(3.20)와 같다.

$$a_{1} = A_{11} + \epsilon^{2} A_{31} + \epsilon^{4} A_{51}$$

$$a_{2} = A_{22} + \epsilon^{2} A_{42}$$

$$a_{3} = A_{33} + \epsilon^{2} A_{53}$$

$$a_{4} = A_{44}$$

$$a_{5} = A_{55}$$
(3.20)

응용에 있어 다음과 같은 분산 관계식(dispersion relation, 식 3.21) 또한 만족 하여야 한다.

$$C_0 + \epsilon^2 C_2 + \epsilon^4 C_4 = \frac{2\pi}{T\sqrt{gk}}$$
(3.21)

여기서 C₀, C₂, C₄ 는 d와 L의 무차원 함수이다 (Appendix A 참 조).

제 4 장. 수치해석을 위한 지배방정식

자연적인 현상을 수학적 모델링을 거쳐 컴퓨터를 이용하여 수치 해석 적으로 해석하는 방법은 열 및 유체 공학 분야를 비롯하여, 환경 및 해양공학, 항공역학, 재료역학, 생체역학 분야 등 기초연 구분야 뿐만 아니라 산업전반에 걸쳐 광범위하게 응용이 증가대고 있다. 본 연구에서 전산유체역학(Computational Fluid Dynamics, CFD)은 해양 부유체 해석을 위해 사용되며, 유체영역해석을 위한 Navier-Stokes 방정식과 난류이론, 다상유동, 강체(Rigid-Body)이 론들을 결합한 해결방법이 요구된다.

4.1 난류모델 지배방정식

본 연구에서는 부유체면의 난류에 의한 박리현상과 전단력에 의한 영향을 고려하기 위하여, 일반적으로 벽 근처의 전단력τ을 고려해 제안되어 좋은 해석 결과를 보여주는 것으로 보고되고 있는 SST (Shear Stress Transfort) *k-w* 난류 모델을 사용하였다.

k-w 모델은 k에서 난류운동에너지를 w에서 특성소산을 구하여
계산되는 two-equation 방정식으로서 기본 k-e 모델에 비해 낮은
레이놀즈수 영역에서 벽면 근처에서의 유동을 잘 처리하는 모델이
다. SST 모델에서 k와 w항을 다음과 같이 정의한다.

$$k$$
 방정식
$$\frac{\partial(k)}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = P_k - \beta^* kw + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \sigma_k \nu_T) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right]$$
(4.1)

w 방정식

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + U_i \frac{\partial w}{\partial x_i} & (4.2) \\ &= \alpha S^2 - \beta w^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \sigma_w \nu_F) \frac{\partial w}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{w2} \frac{1}{w} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial w}{\partial x_i} \\ & \forall \vec{h} \forall \vec{h} \land \nu_T \ top \ \vec{h} \Rightarrow \ \vec{v} \top \\ & \nu_T = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 w, SF_2)} & (4.3) \\ & (4.1) \sim (4.3) \ d \mid \vec{h} \lor t \Rightarrow \forall \vec{k} \land \vec{h} \land \vec{h} \land \vec{h} \Rightarrow \vec{k} \Rightarrow \vec{h} \land \vec{h} \Rightarrow \vec{k} \Rightarrow \vec{h} \land \vec{h} \Rightarrow \vec{h} \Rightarrow$$

$$P_k = \min\left(\tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, 10\beta^* kw\right) \tag{4.4}$$

$$F_{1} = \tanh\left\{\left\{\min\left[\max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^{*}wy}, \frac{500\nu}{y^{2}w}\right), \frac{4\sigma_{w2}k}{CD_{kw}y^{2}}\right]\right\}^{4}\right\}$$
(4.5)

$$F_2 = \tanh\left[\left[\max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* wy}, \frac{500\nu}{y^2 w}\right)\right]^2\right]$$
(4.6)

(4.5)식의 보조방정식 CD_{kw} 는 다음과 같이 나타낸다.

$$CD_{kw} = \max\left(2\rho\sigma_{u2}\frac{1}{w}\frac{\partial k}{\partial x_i}\frac{\partial w}{\partial x_i}, 10^{-10}\right)$$
(4.7)

(4.1), (4.2)식의 계수 α, β, σ_k, σ_w는 다음의 상관관계식 식(4.8)에
의해 새로운 계수 α₃, β₃, σ_{k3}, σ_{w3} 로 교체된다.
$$Φ_3 = F_1Φ_1 + (1 - F_1)Φ_2$$
 (4.8)
초기 계수 값은 다음과 같다.
 $α_1 = \frac{5}{9}, \quad α_2 = 0.44, \quad \beta_1 = \frac{3}{40}, \quad \beta_2 = 0.0828, \quad \sigma_{k1} = 0.85, \quad \sigma_{k2} = 1,$
 $\sigma_{w1} = 0.5, \quad \sigma_{w2} = 0.856$

계수 β*은 다음과 같이 결정한다.

$$\beta^* = \frac{9}{100} \tag{4.9}$$

식 (4.2)와 (4.3)의 S는 변형률을 나타낸다.

4.2 강체 지배 방정식

장체로 가정한 부유체는 유동해석을 통해 외벽에 작용하는 유체 력과 장체 운동량의 상호 관계에 의해 해석된다. 본 연구에서는 강체의 운동을 해석하기 위해 1959년 Natan M. Newmark[24, 25]에 의해 개발된 scheme을 이용 하였다. 오늘날 Newmark Integration 혹은 Newmark-β method 라고 하는 방식은 미분방정 식을 해결하기 위한 수치 적분법으로, 역학계 유한 요소 해석에 의한 구조물의 운동량 응답을 수치해석하기 위해 개발되었다. 이 방정식은 선형운동량 방정식과 각운동량 방정식으로 나뉘며, 강체 의 운동을 간단하게 표현하면 다음 식(4.10-4.11)과 같이 쓸 수 있 다.

 $\frac{d\vec{P}}{dt} = \sum \vec{F}$ (4.10) $\frac{d\vec{\pi}}{dt} = \sum \vec{T}$ (4.11)

식 4.10과 4.11은 각각 병진운동량과 각운동량을 의미하며 힘F와 토크T에 의한 강체의 운동을 의미한다. 4.2.1 병진 운동 방정식

병진 운동(Translational Motion)을 위한 질량중심 x의 방정식은 식(4.12)와 같이 표현 할 수 있다.

$$m\ddot{x} = \sum \vec{F} \tag{4.12}$$



고정된 좌표에서 회전하는 강체의 운동방정식은 다음과 같다.

$$\dot{\theta} \times \dot{\theta} + I\ddot{\theta} = \overrightarrow{M}$$
 (4.14)

여기서 M은 모멘트이며, 정의는 식(4.15)과 같다.

$$\overrightarrow{M} = \overrightarrow{M}_{wave} + \overrightarrow{M}_{air} \tag{4.15}$$

여기서 $\overrightarrow{M}_{wave}$, \overrightarrow{M}_{air} 는 각각 파력과 공력에 의한 모멘트이다.

식(4.14)에서 I는 질량관성 모멘트 매트릭스이며 다음과 같이 정의 된다.



$$\begin{split} I_{31} =& -\int{(x-x_G)(z-z_G)dm} \\ I_{32} =& -\int{(y-y_G)(z-z_G)dm} \\ I_{33} =& \int{((x-x_G)^2+(y-y_G)^2)dm} \end{split}$$

이다. 질량 모멘트를 의미하는 x_G, y_G, z_G는 질량 중심으로 주어지 며 dm은 질량 미분 요소이다. 다음 그림 4-1은 부유체의 6자유도 운동에 대한 정의를 나타 내고 있다. 본 논문에서는 부유체 기준 파랑방향이 0도인 경우를 가정하였고, 이에 지배적인 운동요소라 고 판단되는 Heave(3), Pitch(5)운동에 대하여 집중적으로 분석하 였다.



Fig. 4–1. A rigid body has six degrees of motion surge(1), sway(2), heave(3), roll(4), pitch(5), and yaw(6)

제 5 장. 사각형 부유체 3차원 수치해석

본 연구는 Prototype 해석에 앞서 파랑의 상사법칙을 적용한 축 소된 부유체 수치해석에 대하여 연구하였다. 선형파 이론을 상사 적으로 정의하였고, 부유체 역시 상사 축소하여 해석을 진행 하였 다. 부유체 질량 대비 외란이 상대 적으로 약한 경우에서 선형적 인 슬로싱 형태에 대하여 관찰해 보고자하며 표면류의 형태와 속 NILE 도를 관찰하는데 목적이 있다.

5.1 수치해석 조건

5.1.1 사각형 부유체의 상사

사각형 부유체를 상사시키기 위해 프루드 상사 기법을 도입하였 고 기하학적 모형 축척비(Г=35) 를 고려하며, 다음과 같이 결정 된 다.

$$\Gamma = \frac{\text{Prototype Length}}{\text{Model Length}} = \frac{l_p}{l_m} = \frac{H_p}{H_p} = \frac{w_p}{w_p}$$
(5.1)

여기서 l은 길이, H는 높이, w는 폭을 의미한다. 축소된 길이는 0.286m, 폭은 0.2m, 높이 0.2m이다.

상사적으로 축소된 사각형 부유체를 해석하기 위해 외란으로 적용 될 파랑 또한 상사를 고려해야 된다. 파랑의 분산 관계식 내부 수 심과 파장의 상사관계는 다음과 같다.



본 연구에서 실제 파랑은 파고 1m 파장 30m로 가정하였고, 상사 된 파고는 0.028, 파장은 0.857m이다. 6면체 사각형 부유체의 x,y,z 에 대한 기호 약속은 그림 5.1과 같으며 관성 모멘트는 다음식과 같다.

$$\begin{split} I_{xx} &= m_r \times (a^2 + b^2)/12 \\ I_{yy} &= m_r \times (a^2 + c^2)/12 \\ I_{zz} &= m_r \times (b^2 + c^2)/12 \end{split}$$



(5.4)

Fig. 5-2. Analysis domain with boundary conditions.

사각형 내부 수심은 케이스 마다 각각 25%, 50%, 75% 적재하며 해석하였고 사각형 탱크는 아크릴의 비중량인 1.2를 가정하였다. 해 석에 사용된 격자는 정렬 격자계인 Hexagonal 격자를 사용 하였으 며, 약 90만개 노드와 85만개 요소들로 구성되어 있다. 공기의 물성 치는 1 atm, 25°C, 밀도는 1.185 kg/m³ 로 정의하였고, 물의 밀도는 998 kg/m³, 실린더 벽면은 No-slip 조건, 외부 도매인 벽면은 Free-slip 조건을 주었다. 그림 5-2와 같이 윗면은 Openning 조건을 주었고, 대기압(1atm)을 설정하였다. Outlet은 상대 압력조건이며 Inlet 조건은 선형과 이론의 속도 조건을 주었으며, Time step은 1/1000 s 로 정의하였다.

5.2 사각형 부유체 수치해석 결과

5.2.1 시간대 별 부유체 거동 및 가시화

그림 5-2는 외부 파랑의 영향에 따른 부유체의 운동을 내부 유체 와 함께 도시하였다. (a)는 적재량 25% 경우이며, (b)와 (c)는 각 각 50%, 75% 적재된 경우이다. 파랑은 속도벡터로 나타 내었고 부유체 근처에서 파의 속도는 약 0.3 m/s로 나타나고 있으며 부유 체에 의해 파의 형태가 변화하는 것을 관찰 할 수 있다. 사각형 내부의 파란색 부분은 물, 흰 부분은 공기영역을 의미하며 선형적 인 슬로싱 형태를 보인다. 그림 5-3은 사각형 부유체 시간대별 거 동을 나타내고 있으며, (a)는 Heave 운동, (b)는 Pitch 운동을 의 미한다. 30초에서 40초 구간 10초 동안 거동을 나타내었으며, 파의 약 13주기를 나타 내었다. 그림 5-3 (a)에서 적재량 25%일 때 변 위는 0.029m, 50%일 때 0.04m. 75%일 때 0.023m를 보이며 50% 경우에서 변위가 가장 큰 것을 확인 할 수 있다. 반면에 Pitch 운 동은 25%일 경우 변위는 0.03 radian, 50%일 때 0.023 radian, 75%일 때 0.09 radian이며 75% 적재된 경우에서 가장 크며, 다른 경우 보다 주기가 2배 길어진 것을 확인 하였다. 이는 75% 채워졌 을 때, 파랑의 외란 대비 부유체의 관성력이 커 나타나는 현상으 로 판단되며, Heave 운동보다 Pitch 운동이 다른 경우들 보다 훨 씬 더 지배적으로 나타나는 것을 확인 하였다.



Fig. 5–2. Visualization of rectangular floater motions with sloshing (a) 25% filled cases, (b) 50% filled cases and (c) 75% filled cases.



Fig. 5–3. Dynamic behavior of rectangular floaters in (a) heave motion and (b) pitch motion.

5.2.2 부유체 내부 유체의 자유표면 가시화

그림 5-4는 적재량 25%인 경우로, 그림 5-2 (a)와 동시간대의 자 유표면 형태와 표면류의 속도를 나타내고 있다. 이와 마찬가지로 그림 5-5는 적재량 50%인 경우이며, 그림 5-6은 적재량 75%인 경우를 나타내었다. 옅은 파란색 부분은 물, 흰부분은 공기층을 의 미하며 그림 5-2에서 전체적으로는 선형적인 슬로싱 형태에 가까 웠지만 표면류는 다소 복잡한 형태를 띄는 것을 확인 할 수 있다. 그림 5-4에서 30초일 때 표면류는 가장 느린 0.25 m/s, 32초에서 가장 빠른 0.32 m/s를 나타내었다. 그림 5-5에서는 34초에서 가장 느린 0.17 m/s, 36초에서 0.22 m/s로 가장 빠른 속도를 나타냈다. 마찬가지로 그림 5-6에서는 36초에서 가장 느린 0.18 m/s, 가장 빠른 속도는 32초에서 0.2 m/s로 나타났다.

그림들을 비교해 볼 때, 전체적으로 적재량이 많아질수록 표면류 의 속도가 느려짐을 관찰 할 수 있었다. 이는 내부유체의 질량이 증가함에 따라 관성력이 증가하게 되고, 표면류의 속도와 슬로싱 의 형태에 영향을 준 것이라고 판단된다.

- 37 -



Fig. 5–4. The time history of sloshing in rectangular tank and velocity fields at free surfaces at 25% filled cases.



Fig. 5–5. The time history of sloshing in rectangular tank and velocity fields at free surfaces at 50% filled cases.



Fig. 5–6. The time history of sloshing in rectangular tank and velocity fields at free surfaces at 75% filled cases.

제 6 장 실린더형 부유체 3차원 수치해석

6.1 수치해석 조건

가장 기본적으로 내부유체가 강체와 결합되었다고 판단 할 수 있 는 방법은 유체 적재율에 따른 흘수 변화와 운동 변화를 살펴보는 것이다. 실린더에 적재될 유체의 체적은 다음과 같은 간단한 함수 식(6.1)로 정의되며 그림 6-1은 적재율 계산을 위한 기호약속을 나 타내고 있다.

Water Volume =
$$\left(\frac{2\theta'\pi D^2}{720} - hr\right)L$$
 (6.1)

여기서, θ는 sin⁻¹(h/R), r은 R*cosθ, θ'은 π-(π/2+θ)이며, 질량은 물과 공기의 밀도를 고려하여 계산할 수 있다. 또한, 원통의 x,y,z 축에 대한 관성 모멘트는 다음과 같다.

$$I_{xx} = m_{cyl} \times (R^2)/2$$

$$I_{yy} = m_{cyl} \times (L^2 + 3R^2)/12$$

$$I_{zz} = m_{cyl} \times (L^2 + 3R^2)/12$$
(6.2)

그림 6-2은 내부와 외부 도메인을 나타내고 있다. 실린터 탱크의 기하학적 형상은 Li[26]의 결과에서 1.5m 파고하의 부유체 운동이 가장 활발했던 길이30m, 직경3.5m, 벽 두께 0.2m로 모델링하였으며, 그림 6-3(a) 와 같이 직경 기준으로 물을 30%, 60%, 90% 채워가며 슬로싱의 영향을 해석하였다. 해석에 사용된 격자는 Hexagonal 격 자를 사용하였고, 2.14 x 10⁶ 노드와 2.09 x 10⁶개 요소들로 이루어져 있다. 공기의 물성치는 1 atm, 25°C, 밀도는 1.185 kg/m³ 로 주었다. 물의 밀도는 998 kg/m³, 실린더 벽면은 No-slip 조건, 검사체적 양 쪽 벽면은 Free-slip 조건을 주었다. 윗면은 Openning 조건을 주었 고, 대기압(1atm)을 설정하였다. Outlet은 상대 압력조건이며, Inlet 조건은 Stokes 5th 이론에서 x와 y방향의 속도 조건을 주었다. 본 연 구에서는 파고 1m, 파장 60m를 설정하였고, Ursell Parameter는 0.03이다. 이는 이론의 적용 한계치인26보다 적으므로 충분히 적용 가능하다.



Fig. 6-1. Nomenclature of cylinder for calculating filing rate.



Fig. 6-2. Analysis domain with boundary conditions.



Fig. 6–3. Schematic diagrams of (a) water filling rate and (b) relative locations of a floater for one period T.

6.2 실린더형 부유체의 해석 결과

6.2.1 슬로싱 영향에 의한 부유체 운동 변화

일정 부분 유체가 적재된 부유체의 운동은 파랑에 의한 외력과 부유체 운동에 의해 얻어지는 슬로싱에 의한 외력이 지배적으로 영향을 미친다. 먼저, 슬로싱에 의한 영향을 살펴보기 위하여 함수 적으로 결합된 모델과 비 결합된 모델에 대하여 살펴보았다. 그림 6-4는 적재율 60%에서 원통형 부유체의 슬로싱 거동에 대한 운동 변화를 나타낸 것이다. 슬로싱 영향과 강체의 움직임을 결합하지 않은 모델은 단순 유체의 일정한 질량만을 고려한 운동 결과를 나 타내었고, 결합 모델은 내부 유체의 슬로싱 영향과 운동의 상호작 용을 결합하여 해석한 결과를 나타 내었다. Heave와 Pitch만을 고 려한 결합 모델과 비 결합 모델의 2자유도 운동결과는 뚜렸한 차 이를 보이고 있음을 확인 할 수 있으며, 40초에서 100초 구간 까 지 약 1분간의 결과를 도시하였다. Heave 운동은 평균적으로 매 주기마다 약 2.5배 증폭됨을 알 수 있었고, Pitch 운동은 반대로 3 배 이상 감소되는 것을 그래프에서 확인 할 수 있다.



Fig. 6–4. Floater motion comparison of coupled and non-coupled results.

6.2.1 시간대 별 부유체 운동 및 자유표면 가시화

그림 6-3(b)는 파랑의 한 주기 T에서의 부유체의 시간대별 상대위 치를 나타내고 있고, 각 시간대별 부유체 의 운동과 내부 유체의 슬 로싱은 그림 6-5, 6-6와 같다. 그림 6-5은 앞의 경계 조건과 물성 치, 해석 방법을 이용하여 해석한 결과를 x-y 단면으로 나타낸 그림 이며, 시간대별 부유체 거동에 따른 유체의 분포를 체적비로 나타냈 다. 파랑의 약 1주기 동안 부유체 거동을 2초 간격으로 나타내고 있 고, (a)는 30%, (b)는 60%, (c)는 90% 물을 채웠을 때 결과이다. 여 기서 부유체에 물이 채워질수록 흘수가 깊어지는 것을 확인할 수 있 고, (a) 에서는 91s부터 발달한 유체 도약이 표면류로 발달하는 것을 확인 할 수 있다. (b)와 (c)의 경우 파랑의 자유표면 상, 하로 운동하 고 있는 것을 관찰할 수 있고, Heave 운동이 (a)보다 활발함을 알 수 있다. 특히 (c)의 93s 시간대에서 부유체 윗부분으로 파랑이 쇄파 되는 현상을 확인 할 수 있다.

그림 6-6는 실린더 내부의 자유 표면과 속도장을 나타내고 있다. 표면의 슬로싱을 더 자세히 관찰하기 위해 z축 방향으로 2배 가량 비율을 늘려 표시 하였다. (a)의 경우 가장 슬로싱이 활발하며, (c)의 경우를 제외한 자유 표면은 강한 비선형성을 띄며 탱크 내 유체의 수심이 얕을수록 슬로싱이 활발한 것을 가시적으로 확인 할 수 있 다.



Fig. 6-5. Visualization of cylindrical floater motions with sloshing (a) 30% filled cases, (b) 60% filled cases and (c) 90% filled cases.

표면류의 속도는 강한 슬로싱이 나타나는 (a)의 경우 95초에서 최 대 5.2 m/s로 나타났고, (b) 의 경우 91초에서 최대 3.1m/s, (c)의 경 우 역시 91초에서 최대 2.9 m/s로 물이 채워질수록 작아지는 경향을 나타냈다. 파랑과 강체 관성력 사이의 순간적인 상반 작용 영향에 따라 반드시 이러한 결과가 나타지는 않지만, 이러한 경향성은 간단 한 베르누이 법칙으로 설명이 가능하다. 물이 50% 이하로 채워지게 되면, 유체가 벽면을 타고 도약한 이후에 발달하는 표면류가 중력 방향으로 흐를 때, 실린더의 형상특성상 유체가 채워진 단면적이 좁 은 원통 아랫부분으로 이동하게 되면서 속도가 빨라지게 된다. 반대 로 50%이상 물을 채우게 되면 유체는 원통 윗부분으로 도약한 후 유입될 때 실린더 중앙 단면 쪽으로 넓게 유입되면서 표면류가 물이 채워질수록 점점 느려지는 경향을 나타내게 된다.



Fig. 6–6. The time history of sloshing in cylindrical tanks and velocity fields at free surfaces (a) 30% filled cases, (b) 60% filled cases and (c) 90% filled cases.

슬로싱 효과를 고려한 부유체 거동을 Heave 와 Pitch 운동으로 그 림 6-7에 표시 하였다. 40초에서 100초까지 60초 동안의 비 정상상 태 계산 결과이며, (a)는 Heave, (b)는 Pitch 운동을 나타내었다. Heave 운동의 변위는 물이 30% 채워졌을 때 - 0.5m에서 0.8m, 60% 일 때 - 2.1m에서 1.9m, 90%일 때 - 1.9m에서 1.7m로 나타났다. Pitch 운 동의 변위는 30% 경우 68s, 60%와 90%경우에서 각각 82s 와 80s에 서 최대로 나타났으며, 30% 경우에서 약 0.15 radian 으로 가장 크 게 나타났으며, 다른 경우들 보다 약 2배가량 활발한 것을 볼 수 있 다. 내부 유체의 비선형적인 운동과 파랑의 영향으로 재현성이 없는 경향을 확인 할 수 있었고, 부유체 흘수 변화가 변화 할 때 파랑의 자유 표면 부근의 영향 또한 부유체 Heave 운동에 영향을 줄 것 이 라고 생각된다.



Figure 6–7. Dynamic behavior of cylindrical floaters in (a) heave motion and (b) pitch motion.

제 7 장. 결론

파랑에 대한 부유체 거동과 슬로싱 해석은 3가지 요소(파랑, 부유 체, 내부 유체)에 대하여 완전히 상호 결합된 해석방법이 요구된다. 본 연구는 유동의 영향을 고려한 각 축의 질량 관성 모멘텀의 변화 를 이용하여 부유체와 슬로싱 거동을 결합시켰다. 다상유동 구현을 위해 여러 모델을 선행연구의 결과와 비교하여 선정하였으며, Inhomogeneous 기반의 다상 모델이 가시적으로 비교하였을 때 밀 폐된 탱크 내의 자유표면이 심하게 요동하는 격한 유동을 잘 예측하 는 것으로 판단된다. 압력데이터를 실험결과와 함께 비교 했을 때 차이가 거의 없었고 주기마다 5% 에서 10% 가량 값이 크게 얻어지 는 것을 결과에서 확인하였다.

슬로싱을 동반한 해양부유체 거동을 3차원, 비 정상상태로 해석하 였고, 기존 연구에서 찾아보기 힘들었던 큰 스케일의 실린더 형상 내부의 격한 슬로싱과 상사된 사각 탱크내의 선형적 슬로싱을 VOF 기법을 통하여 자유 표면과 파랑의 움직임을 정밀하게 구현하였다. 상사된 사각형 부유체의 운동을 2자유도(Heave, Pitch) 운동에 대 하여 20초 동안 관찰하였다. 선형파 이론을 이용하여 조파하였고 실 제 실험과 비교 될 수 있는 결과를 제시하고 있다. 외란이 작은 경우 내부 유체는 선형 슬로싱 형태를 보이지만 표면류의 속도분포는 수 심별로 차이를 보였다. 이는 부유체 내부에 적재된 유체의 질량 증 감에 따라 부유체의 관성이 증가하여 얻어지는 결과로 생각된다. 이와 비슷한 해석 방식으로 실린더형 부유체 운동을 Heave와 Pitch 방향에 대해서 60초 동안 해석하였고, 상사된 사각형 부유체 의 결과와 마찬가지로 표면류의 속도는 적재량이 증가함에 따라 늦 어지는 경향을 보이고 있다. 부유체 연구의 해석 방법과 결과는 Pitch 운동에 영향을 받는 Power Take Off unit(PTO) system을 이용한 파력 발전기, 혹은 Heave 운동에 영향을 받는 Aqua buoy 형 식의 파력 발전기에 응용 될 수 있고, 전력 생산 효율에 긍정적인 영 향을 줄 것이라고 판단된다.



참고문 헌

- Ibrahim, R.A. (2005), "Liquid Sloshing Dynamics-Theory and Applications.", Cambridge University Press.
- Abramson HN, Silverman S. (1966), "The dynamic behavior of liquids in moving containers.", NASA SP-106. Washington DC, USA: NASA.
- Bauer, H. F. (1963), "STABILITY BOUNDARIES OF LIQUID-PROPELLED SPACE VEHICLES WITH SLOSHING.", AIAA Journal 1.7 : 1583-1589.
- Nakayama T, Washizu K. (1981), "The boundary element method applied to the analysis of two-dimensional nonlinear sloshing problems.", International Journal of Numerical Methods in Engineering; 17(11): 1631 - 46.
- Iseki T, Shinkai A, Nakatake K. (1989), "Boundary element analysis of 3-dimensional sloshing problem by using cubic spline element.", Naval Architect Japan ; 166:355 - 62.

- Abe K. (1996), "R-adaptive boundary element method for unsteady free-surface flow analysis.", International Journal of Numerical Methods in Engineering, 39(16):2769 - 87.
- Ferrant, P., Le Touze, D. (2001), "Simulation of sloshing waves in a 3D tank based on a pseudo-spectral method.", Proceedings of 16th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Hiroshima, Japan.
- Abramson, H.N., Bass, R.L., Faltinsen, O., Olsen, H.A. (1974),
 "Liquid slosh in LNG carriers.", The 10th Symposium on Naval Hydrodynamics, pp. 371 - 388.
- Y. Kim, B.W. Nam, D.W. Kim, Y.S. Kim (2007), "Study on coupling effects of ship motion and sloshing," Ocean Engineering, vol.34, pp.2176–2187.
- S.J. Lee, M.H. Kim, D.H. Lee, J.W. Kim, Y.H. Kim (2007), "The effects of LNG-tank sloshing on the global motions of LNG carriers," Ocean Engineering, vol. 34, pp.10–20,
- 11. S. Mitra, C.A. Wang, J.N. Reddy, B.C. Khoo (2012), "A 3D

fully coupled analysis of nonlinear sloshing and ship motion," Ocean Engineering, vol.39, pp.1–13.

- Chih-Hua Wu, Bang Fuh Chen (2009), "Sloshing waves and resonance modes of fluid in a 3D tank by a time-independent finite difference method," Ocean Engineering, vol.36, pp.500-510.
- Bridges TJ (1981), "A numerical simulation of large amplitude sloshing," Third international conference of numerical ship hydrodynamics, Paris.
- 14. Arai M, Cheng LY, Inoue Y (1992), "Three-dimensional numerical simulation of impact load due to liquid cargo sloshing," J Soc NavArch Jpn, 171:177 - 184.
- 15. Mikelis NE, Robinson DW (1985), "Sloshing in arbitrary shaped tanks," J Soc Nav Arch Japan, 158:246 255.
- Kim Y. H. (2001), "Numerical simulation of sloshing flows with impact load," Appl Ocean Res 23:53 - 62.

- Bernhard Godderidgea, Stephen Turnocka, Mingyi Tana, Chris Earl (2009), "An investigation of multiphase CFD modeling of a lateral sloshing tank," Computers & Fluids, vol 38, pp.183–193.
- Zdravko R. Kishev, Changhong Hu, and Masashi Kashiwagi,
 (2006), "Numerical simulation of violent sloshing by a CIP-based method," J Mar Sci Technol, vol. 11, pp. 111–122.
- Whitham, Gerald Beresford (2011). "Linear and nonlinear waves," Vol. 42. John Wiley & Sons.
- 20. Zhuyan Rong (1991), "Ocean Engineering Wave Mechanics," Tianjin University Press.
- 21. R. G. Dean and R. A. Dalrymple (1984), "Water Wave Mechanics for Engineerss and Scientists," Prentice-Hall, Inc..
- L. Skjelbria and J. A. Hendrickson (1960), "Fifth order gravity wave theory," Proceeding 7th Costal Engineering Conference, The Hague, page 184–196.

- Fenton, J. D. (1985), "A fifth-order Stokes theory for steady waves." J. Waterway. Port, Coast, and Ocean Engineering., ASCE, 111(2), 216–234.
- Newmark, N. M. (1959) A method of computation for structural dynamics. Journal of Engineering Mechanics, ASCE, 85 (EM3) 67–94.
- 25. Takashi, Nomura, and Thomas JR Hughes (1992), "An arbitrary Lagrangian–Eulerian finite element method for interaction of fluid and a rigid body," Computer methods in applied mechanics and engineering, 95.1 : 115–138.
- 26. Kui Ming Li, Nanjundan Parthasarathy, Yoon Hwan Choi, Yeon Won Lee (2012), "Numerical Study on Energy Absorption of a Floater for Design of Wave Energy Converter in Ocean," Journal of the Korean Society of Marine Engineering, vol.36, pp.635–644.

Appendix A [23]

$$\begin{split} S &= \frac{1}{\cosh(2kd)} \\ C &= 1 - S \\ A_{11} &= \frac{1}{\sinh(kd)} \\ A_{22} &= 3S^2/(2C^2) \\ A_{31} &= (-4 - 20S + 10S^2 - 13S^3)/[8\sinh(kd)C^3] \\ A_{33} &= (-2S^2 + 11S^3)/[8\sinh(kd)C^3] \\ A_{42} &= (12S - 14S^2 - 264S^3 - 45S^4 - 13S^5)/(24C^5) \\ A_{44} &= (10^3 - 174S^4 + 291S^5 + 278S^6)/[48(3 + 2S)C^6] \\ A_{51} &= (-1184 + 32S + 13232S^2 + 21712S^3 + 20940S^4 + 12554S^5 - 500S^6 \\ &\quad -3341S^7 - 670S^8)/[64\sinh(kd)(3 + 2S)(4 + S)C^6] \\ A_{53} &= (4S + 105S^2 + 198S^3 - 1376S^4 - 1302S^5 - 117S^6 + 58S^7) \\ &\quad / [32\sinh(kd)(3 + 2S)C^6] \\ A_{55} &= (-6S^3 + 272S^4 - 1552S^5 + 852S^6 + 2029S^7 + 430S^8) \\ &\quad / [64\sinh(kd)(3 + 2S)(4 + S)C^6] \\ B_{22} &= \coth(kd)(1 + 2S)/2C \\ B_{31} &= -3(1 + 3S + 3S^2 + 2S^3)/8C^3 \\ B_{42} &= \coth(kd)(24 + 92S + 122S^2 + 66S^3 + 67S^4 + 34S^5)/[24(3 + 2S)C^4] \\ B_{44} &= \coth(kd)(24 + 92S + 122S^2 + 66S^3 + 67S^4 + 34S^5)/[24(3 + 2S)C^4] \\ B_{33} &= 9(132 + 17S - 2216S^2 - 5897S^3 - 6292S^4 - 2687S^5 + 194S^6 \\ &\quad + 467S^7 + 82S^8)/[128(3 + 2S)(4 + S)C^6] \\ B_{55} &= 5(300 + 1579S + 3176S^2 + 2949S^3 + 1188S^4 + 675S^5 + 1326S^6 \\ &\quad + 827S^7 + 130S^8)/[384(3 + 2S)(4 + S)C^6] \\ C_0 &= \sqrt{\tanh(kd)} \\ C_2 &= C_0(2 + 7S^2)/4C^2 \\ C_4 &= C_0(4 + 32S - 116S^2 - 400S^3 - 71S^4 + 146S^5)/32C^5 \\ \end{split}$$