

수중 프로펠러의 소음 예측에 관한 연구
(Part 2. 공동 소음)

설한신**, 이수갑*, 표상우**, 서정천**

서울대학교 기계항공공학부*
서울대학교 조선해양공학과**

Numerical Analysis of Underwater Propeller Noise
(Part 2. Cavitating Noise)

Hanshin Seol**, Soogab Lee*, Sangwoo Pyo** and Jung-Chun Suh**

School of Mechanical and Aerospace Engineering*, Seoul National University
Department of Naval Architecture and Ocean Engineering**, Seoul National University

Abstract

The cavitating noise of underwater propeller is considered numerically in this study. The main purpose of this research is to analyze these noise sources from marine propeller. The approach for investigation is a potential based panel method coupled with acoustic analogy. To predict propeller sheet cavitation noise, the blade surface cavity is considered as a single valued pulsating volume of vapor attached to the blade surface. The time dependent cavity volume data are used for noise prediction. Furthermore, we analyze hydrofoil cavitation bubble behavior and noise using Eulerian/Lagrangian approach. Through this study, we can analyze dominant noise source of marine propeller and provide a basis for proper noise control strategies.

※Keywords : Cavitation (공동), Propeller (추진기), Cavitation Noise (공동소음), Hydrofoil(수중익), Rayleigh-Plesset equation, Bubble Dynamics.

접수일: 2003년 10월 20일, 승인일: 2004년 1월 30일

†주저자, E-mail: hsseol7@snu.ac.kr

Tel: 02-880-7545(1318)

1. 서론

수중 프로펠러 소음은 크게 공동(cavitation)소음, 비공동 소음, 명음(singing)소음으로 나뉜다.

비공동 소음의 경우 이전 논문에서 그 특성을 알아보았으며 명음 소음은 프로펠러 후류의 주파수(shedding frequency)와 블레이드의 고유진동수가 일치하여 발생하는 것인데 와류가 블레이드의 진동을 강화시켜 발생하는 것이라고 알려져 있으나 정확한 발생 원인 및 발생 메커니즘에 대해서는 현재 명확히 규명되지 않고 있다.

본 논문에서는 수중 추진기에서의 캐비테이션 소음을 다룬다.

캐비테이션은 유체내의 표면장력에 의해 압력 균형을 이루며 존재하는 캐비테이션 핵들이 수중의 및 프로펠러 블레이드 주위를 지나면서 국부 유속이 빨라져 주위 압력이 임계압력(critical pressure) 이하로 낮아지면서 핵이 성장했다가 다시 주위압력이 높아지면 급격히 붕괴하는 현상을 말한다. 캐비테이션이 발생하면 블레이드 표면에서 압력이 더 이상 떨어질 수 없기 때문에 추진력의 감소가 발생하고 캐비테이션 붕괴시에 발생하는 충격파(shock) 및 Re-entrant jet 에 의하여 침식이 일어나며 과도한 소음을 방사한다. 수중 프로펠러에서 캐비테이션 소음은 다른 기타 소음에 비해 월등히 높은 수준의 소음을 방사하므로 매우 중요하며 이에 대한 감소대책은 많은 선진국에서 국가적 과제로 수행되어 왔고 기술적으로도 매우 어려운 분야로 알려져 있으며 국내에서도 연구소 및 기업체에서 관심을 가지고 연구를 시작하고 있는 단계이다. (설한신 등, 2003)

수중 프로펠러의 캐비테이션 소음은 넓은 주파수 대역에서 소음원이 복합적으로 작용하는 특성을 가지고 있다. 수중 프로펠러에서는 다양한 형태의 캐비테이션이 동시에 발생하며 그 발생 형태에 따라 영향을 미치는 주파수 대역 및 소음 특성 또한 다르기 때문에 캐비테이션의 발생 및 여러 현상에 대한 원인의 규명 및 해석방법에 많은 한계를 나타내고 있다. 따라서 캐비테이션 소음의 접근 방법은 지금까지 실험적 방법에 많이 의존해 왔다. 즉 실험 자료를 바탕으로 만들어진 경험식

을 사용하고 있다. 이러한 실험적 해석 방법은 모형 실험을 통해 모든 캐비테이션 형태를 포함하는 넓은 주파수 대역에서 소음 예측이 가능하고 실제 모형에서 일어나는 현상과 가깝다는 장점이 있는 반면 실험을 위해 많은 시간과 비용이 들어가며 모형실험과 실제현상과는 scale law 에 의해 차이가 발생하는 단점을 가지고 있다. 또한 캐비테이션 현상만을 볼 수 있을 뿐 캐비테이션의 발생 및 특성에 대한 물리적 접근이 어렵다는 단점이 있다. 반면에 이론적, 수치적 접근 방법은 수중 프로펠러에 발생하는 캐비테이션 형태에 따른 물리적 접근이 용이하다는 장점이 있는 반면 아직 캐비테이션에 관하여 많은 부분이 물리적으로 설명 불가능하고 프로펠러 형상과 더불어 유입류에도 굉장한 큰 영향을 받기 때문에 실제 실험과는 잘 맞지 않는다는 단점이 있다. 따라서 실험적 접근 방법과 이론적, 수치적 접근이 상호보완적으로 이루어져야 한다.

캐비테이션 소음에 관한 실험자료는 선진국에서도 매우 제한적으로 발표되고 있으며 우리나라에서도 몇몇 연구소에서 모형실험 기법에 관한 연구가 수행되었다. (안종우 등, 2000) 하지만 캐비테이션에 관한 이론적, 수치적 해석에 관한 연구는 현재 우리나라에서 거의 이루어지지 않았다고 볼 수 있다. 따라서 본 연구에서는 캐비테이션 및 캐비테이션 소음의 이론적 수치적 해석방법을 개발하였다.

캐비테이션 및 캐비테이션 소음 연구의 가장 기본이 되는 Rayleigh-Plesset 방정식을 수치적으로 해석하고 이를 수중 프로펠러의 단면을 이루는 수중의 버블 캐비테이션 유동 및 소음해석에 적용하였다. RANS 방정식을 이용하여 유동장을 해석하고 Rayleigh-Plesset 방정식과 Newton 의 제 2 법칙에 근거한 버블 궤적 방정식을 이용하여 수중에서 버블의 성장-붕괴와 운동을 모델링 하였으며 이를 이용하여 소음을 예측하였다.

또한 프로펠러의 경우 포텐셜을 기반으로한 패널방법을 이용하여 유동장을 해석, 얇은 층 캐비테이션의 체적을 수치적으로 계산하여 프로펠러의 얇은 층 공동 소음을 예측하였다.

캐비테이션 소음의 수치적 해석은 실제 현상의

복잡성 때문에 많은 어려움이 있고 실험결과와 비교했을 때 차이를 보인다고 알려져 있다. 하지만 이러한 이론적, 수치적 해석은 캐비테이션 유동 및 소음해석의 체계적, 물리적 접근이 가능하기에 중요하다고 할 수 있다.

이러한 수치해석을 통하여 소음 강도와 방향성을 해석하여 캐비테이션 유동 및 소음에 대한 물리적 이해와 예측을 가능하게 하며 이를 확장하여 공동이 발생하는 상황에서의 운용시의 소음원 특성을 파악하여 적절한 소음 제어 대비책을 마련하는 기반이 될 것이다.

2. 이론

2.1 Rayleigh-Plesset 방정식의 수치적 해석

일반적으로 수중 추진기를 비롯하여 캐비테이션은 작은 버블들의 집합체로 나타나며 매우 복잡한 거동을 보인다. 따라서 캐비테이션 유동 및 소음을 해석하기 위해서는 전체 버블들을 해석하기에 앞서 먼저 하나의 버블(single bubble)의 거동 및 소음특성을 파악, 해석하는것이 중요하다. 또한 버블 소음(single bubble noise)은 현대 수력학적으로 발생하는 캐비테이션 소음의 기초를 이루고 있어 중요하다.

버블의 성장과 붕괴는 많은 요인들의 영향을 받고 버블의 성장-붕괴 사이클의 각 상태에서 각기 다른 요인들이 중요하게 작용한다. 여기에는 움직이는 경계면의 압력장이나 속도장, 표면장력, 증발, 열전달, 점성력, 압축성등이 있다. 이러한 버블의 성장과 붕괴에 영향을 미치는 모든 요소들을 고려하면 매우 복잡한 비선형 방정식이 되고 어느 한의 영향이 지배적인지 직관적으로 이해할 수 없기 때문에 버블이 발생하는 순간과 소멸하는 순간을 제외한 성장과 붕괴시에 가장 지배적인 영향을 미치는 움직이는 버블 표면에서의 압력장과 속도의 상호작용만을 고려하여 버블의 성장과 붕괴에 관한 현상을 연구하였다.

수중에서 버블이 성장-붕괴하는 메커니즘은 물속에 존재하는 공동핵이 주위의 압력변화에 따라 팽창 수축하는 것이다. 평형 상태에 있는 구형의 버블은 내부 압력이 외부에서의 압력과 표면장력에

의해 평형을 이루고 있다. (Fig.1)

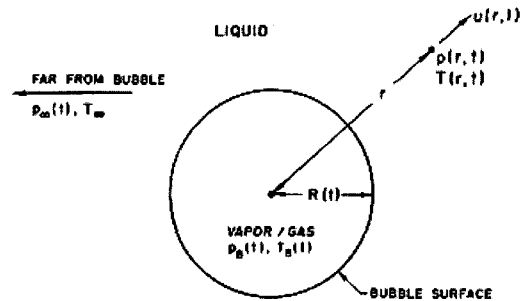


Fig.1 Force diagram for a spherical bubble

고정된 지점(M)에서 반경 방향의 속도 포텐셜 방정식은 다음과 같다.

$$\phi = -\frac{R^2}{r} \frac{dR}{dt} \quad (1)$$

따라서 반경방향 속도는 다음과 같이 구해진다.

$$u_r = \nabla_r \phi = \frac{R^2}{r^2} \frac{dR}{dt} \quad (2)$$

그리고 비정상 베르누이 방정식은 아래와 같이 표현된다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} = \frac{p_\infty}{\rho} \quad (3)$$

속도 포텐셜을 시간에 대하여 미분한 후 $r = R$ 인 지점에 베르누이 방정식을 적용시키면 구형 버블의 표면에서 아래와 같은 방정식을 유도할 수 있다.

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = -\frac{p_\infty - p_p}{\rho} \quad (4)$$

여기서 p_p 는 버블 표면에서의 압력이며 \dot{R}, \ddot{R} 는 각각 시간에 대한 1 차, 2 차 미분 값들이다.

버블 내부의 압력은 증기압과 가스 압력의 합으로 나타낼 수 있다.

$$p_b = p_v + p_g \quad (5)$$

그리고 이 내부 압력은 외부압력과 표면장력에 의해 평형을 이루고 있으므로 아래와 같이 표현할 수 있다.

$$p_b = p_p + \frac{2\gamma}{R} \quad (6)$$

$$p_p = p_v + p_g - \frac{2\gamma}{R}$$

따라서 Rayleigh-Plesset 방정식은 다음과 같은 형태를 가진다.

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left(p_v + p_g - p_\infty - \frac{2\gamma}{R} \right) \quad (7)$$

여기에 점성을 고려하면 다음과 같은 식을 유도할 수 있다.

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \quad (8)$$

$$= \frac{1}{\rho} \left(p_v + p_g - p_\infty - \frac{2\gamma}{R} - \frac{4\mu}{R}\dot{R} \right)$$

버블이 성장 붕괴시의 가스 분압은 이상기체 방정식을 사용하여 유도된다.

$$p_g = p_{g_0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k} \quad (9)$$

여기서 p_{g_0} 는 초기 가스 압력이며 k 는 polytropic 지수이다. 식(9)을 식(8)에 적용시키면 최종적으로 식(10)을 구할 수 있다.

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \quad (10)$$

$$= \frac{1}{\rho} \left(p_v + p_{g_0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k} - p_\infty - \frac{2\gamma}{R} - \frac{4\mu}{R}\dot{R} \right)$$

식(10)은 고정된 점에서 주위압력 변화에 따른 버블의 거동을 예측할 수 있으며 캐비테이션 현상을 연구하는데 매우 중요한 방정식이라고 할 수 있다.

이렇게 구한 버블의 지배방정식은 이계 비선형 방정식이다. 이러한 비선형 항 때문에 이 방정식을 직접 풀 수 없다. 따라서 이계 상미분 방정식을 풀기 위하여 두개의 연계된(coupled) 일계 상미분 방정식으로 변형하여 문제를 해석하였다.

식(10)을 $\ddot{R} = f(\dot{R}, R, t)$ 형태로 변형하면 아래와 같다.

$$\ddot{R} = \left[\frac{1}{\rho} \left(p_v + p_{g_0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k} - p_\infty - \frac{2\gamma}{R} - \frac{4\mu}{R}\dot{R} \right) - \frac{3}{2}\dot{R} \right] / R \quad (11)$$

식 (11)을 $V = \dot{R}, \dot{V} = \ddot{R}$ 로 두고 연계된 일계상미분 방정식으로 고치면

$$\dot{V} = \left[\frac{1}{\rho} \left(p_v + p_{g_0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k} - p_\infty - \frac{2\gamma}{R} - \frac{4\mu}{R}\dot{R} \right) - \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right] / R$$

$$\dot{R} = V \quad (12)$$

이렇게 연계된 방정식을 풀기 위하여 4th order Runge-Kutta 기법을 이용하였다. 8 개의 증분을 계산하여야 하며 이러한 증분은 쌍으로 계산된다.

2.2 Hydrofoil Bubble Cavitation 해석

Knapp et al.(1970)은 캐비테이션을 고정된 형태, 운동하는 형태, 진동하는 형태로 나누었고 이번 절에서는 앞선 Rayleigh-Plesset 방정식을 기초로 버블형태로 운동하는 캐비테이션에 대하여 연구를 진행하였다.

캐비테이션이 포함된 유동은 이상유동(two-phase flow)이다. 이러한 이상유동을 해석하는 방법은 두 개의 상을 체적분율(void fraction)개념을 이용하여 연속된 상으로 해석하는 것과 특정 상과 입자 궤적 방정식을 연계하여 푸는 방법이 있다. 체적분율을 이용하여 이상 유동을 연속된 상으로 해석하는 방법은 쉽게 다상 유동으로 확장할 수 있는 장점이 있으나 수치적 소산과 불안정성을 포

함하고 있고 많은 저장공간을 필요로 하는 단점이 있으며 특히 캐비테이션 소음은 버블 하나 하나의 시간에 따른 체적 변화가 중요하기 때문에 이를 정확히 고찰하기에는 적합하지 않다. 따라서 수중 익에서 버블 캐비테이션 유동과 소음을 해석하기 위하여 캐비테이션 핵 입자 하나하나를 따라 가면서 해석하는 거시적/미시적(Eulerian/Lagrangian) 해석이 연계된 수치적 방법을 개발하였다. 즉 유동장은 Reynolds-Averaged Navier-Stokes 방정식을 이용하여 거시적 해석방법을 통하여 구현하고 유체내에 존재하는 캐비테이션 핵들을 유동장 정보 및 입자 궤적 방정식, 그리고 버블의 부피변화를 모사하는 Rayleigh-Plesset 방정식을 연계하여 미시적으로 해석하여 버블 캐비테이션의 거동과 소음을 해석하였다.

2.2.1 거시적 유동장 해석

비정상, 비압축성 Navier-Stokes 방정식을 이용하여 유동장을 모사 하였다. 내재적 유한 체적법과 $k-\omega$ SST 난류 모델링을 사용하였다. x, y 직교 좌표계에서 지배방정식을 텐서 형태로 쓰면 아래와 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} &= 0 \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{3}{2} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right\} \end{aligned} \quad (13)$$

대류항은 Roe's flux difference splitting 방법으로 차분화 하였으며 시간 적분법으로 LU-SGS 방법을 적용하였다.

높은 Reynolds 수에서 와류에 의한 압력 변동이 캐비테이션 발생에 영향을 줄 수 있기에 수치적인 와류 모델링이 중요하다. 정확한 와류에 의한 압력 섭동을 계산하기 위해서는 LES 등을 이용하여 극히 짧은 시간 동안의 정밀한 계산이 필요하다. 하지만 이러한 방법은 매우 많은 계산시간과 저장

용량 등이 필요하기에 현실적으로 적용시키는데 많은 어려움이 따른다. 따라서 앞에 언급한 바와 같이 RANS 방정식에 $k-\omega$ SST 난류 모델을 이용하였으며 난류에 의한 결과로 계산되어지는 난류 운동 에너지를 이용하여 캐비테이션 발생 및 버블의 성장-붕괴에 영향을 주는 와류 압력 섭동으로 추정하였다.

2.2.2 버블 거동 및 운동의 수치적 모델링

외부 압력의 변화에 따른 버블의 체적변화는 2.2.1 절에서 사용한 Rayleigh-Plesset 방정식을 사용하였다. 하지만 이 방법은 고정된 지점에서 버블의 체적변화를 설명하는 것이기에 수중의 주위에서 흘러가는 유체와 버블사이의 미끄러짐 속도(slip velocity)의 영향을 고려할 수 없기 때문에 위에서 유도한 Rayleigh-Plesset 방정식에 이러한 영향을 고려할 수 있는 항을 추가 시켜 식(14)와 같은 Modified Rayleigh-Plesset 방정식을 이용하여 유체의 영향을 받아 운동하는 버블의 부피 변화를 예측하였다.

$$\begin{aligned} R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 &= \frac{1}{\rho} \left(p_v + p_{\infty} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k} - p_{\infty} - \frac{2\gamma}{R} - \frac{4\mu}{R} \dot{R} \right) \\ &+ \frac{(\bar{U} - \bar{U}_b)^2}{4} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \rho_b V_b \frac{d\bar{U}_b}{dt} &= V_b (\rho_b - \rho) \bar{g} - V_b \nabla p \\ &+ \frac{1}{2} \rho A_b C_D (\bar{U} - \bar{U}_b) |\bar{U} - \bar{U}_b| \\ &+ \frac{1}{2} \rho V_b \left(\frac{d\bar{U}}{dt} - \frac{d\bar{U}_b}{dt} \right) \\ &+ 6A_b \sqrt{\frac{\rho\mu}{\pi}} \int_0^t \left(\frac{d\bar{U}}{d\tau} - \frac{d\bar{U}_b}{d\tau} \right) \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \end{aligned} \quad (15)$$

버블 및 입자의 운동을 모사하는 많은 논문이 발표되었으며(Chahine 등, 2001) Maxey 와 Riley(1983)는 입자의 운동을 정교하게 모사할 수 있는 방정식을 유도하였다. 다양한 힘을 받고 있

는 반경 R 인 구형 버블의 운동 방정식은 Newton 의 제 2 법칙에 근거하여 식 (15)와 같이 표현 할 수 있다.

여기서 아래첨자 b 는 버블을 나타내며 첨자가 없는 변수는 유체를 의미한다. V_b 와 A_b 는 각각 버블의 체적과 투영면적을 의미한다. 식(15) 은 버블의 관성이 식의 오른쪽에 있는 다양한 힘들의 합과 같다는 의미이다. 각각의 항은 부력, 버블 주위의 압력 구배, 저항력, 유체의 흐름에 따른 부가 질량 그리고 마지막 Basset 항으로 구성되어 있다. 하지만 식(15)은 버블의 회전으로 인해 발생하는 매그너스 힘은 무시 하였다. 매그너스 힘은 굉장히 복잡한 와류 유동에서 중요시 되는 항이므로 본 연구와 같이 와류가 강하지 않은 유동에서는 무시할 수 있다. 또한 Maxey 와 Riley 는 Basset 항이 다른 항들에 비하여 매우 작은 값을 가짐으로 무시할 수 있음을 밝혔다.

또한 Harbermann 과 Morton (1953)은 버블의 레이놀즈 수와 항력계수의 경험식을 아래와 같이 유도하였다.

$$Re_b = \frac{2R|\vec{U} - \vec{U}_b|}{\nu} \quad (16)$$

$$C_D = \frac{24}{Re_b} \left(1 + 0.197 Re_b^{0.63} + 2.6 \times 10^{-4} Re_b^{1.38} \right)$$

이러한 과정으로 해석된 유동장 및 각 버블들의 반경변화를 이용하여 캐비테이션 소음을 해석하였다. 수중의 주위에서 발생하는 캐비테이션 버블의 소음을 해석하기 위하여 버블 캐비테이션 소음 이론 (Theory of Single-Bubble Noise)을 적용, 이를 확장하여 소음을 예측하였다.

버블 캐비테이션 소음은 버블의 체적변화에 의해 발생하는 홀극 소음원이기 때문에 버블에서 멀리 떨어진 관찰자 위치에서 음압은 다음과 같은 식으로 나타낼 수 있다.

$$p'(t) = \frac{\rho_0 \ddot{V}_b(t-r/c)}{4\pi r} \quad (17)$$

버블의 체적은 $V_b = (4/3)\pi R^3$ 이고 이의 2 차

미분은 $\ddot{V}_b = 4\pi R(2\dot{R} + R\ddot{R})$ 으로 나타내어질 수 있으므로 음압은 아래 식(18)와 같이 표현할 수 있다.

$$p'(r,t) = \rho \left[\frac{R}{r} (2\dot{R}^2 + R\ddot{R})(t-r/c) \right] \quad (18)$$

2.3 Marine Propeller Sheet Cavitation 해석

선내 거주부의 안락함을 요구하는 여객선이나 군사용 해군항정등에서 큰 소음을 내는 캐비테이션을 제어하는 것은 매우 중요한 문제이다. 따라서 수중 블레이드의 형상 선택시 캐비테이션을 피하면서 큰 추력을 낼 수 있도록 하는 기준이 필요하다.

수중 프로펠러는 일반적으로 선미 경계층 내의 복잡한 유체영역에서 작동한다. 이때 프로펠러의 설계는 후류에서 발생하는 복잡한 반류를 각 반경별로 평균 반류로 이상화한 후 수행된다. 그러나 실제 프로펠러에 유입되는 반류는 평균 반류를 기준으로 변동하는 성분이 발생함으로 프로펠러 반경별 날개 단면은 회전각의 변화에 따른 받음각 (angle of attack)도 변하게 된다. 이러한 받음각의 변화는 날개 표면 주위에서의 압력변동으로 인하여 여러 종류의 캐비테이션을 발생시키게 된다. 이와 더불어 수중 프로펠러의 캐비테이션 현상은 속도와 압력이 가장 큰 변수로 작용하지만 이 외에도 물속 불순물의 함유량, 프로펠러 블레이드의 표면 거칠기 등이 영향을 미친다.(Blake, 1986)

수중 프로펠러에서 발생하는 캐비테이션은 발생 위치 및 형태에 따라 날개 끝 보오텍스 캐비테이션 (Tip Vortex Cavitation), 얇은 층 캐비테이션 (Sheet Cavitation), 허브 보오텍스 캐비테이션 (Hub Vortex Cavitation)등으로 구분 할 수 있다 (Fig.2). 이러한 캐비테이션 형태들은 각각 발생하는 메커니즘과 주된 주파수 영역, 소음특성등이 다르며 굉장히 복잡한 현상을 보이기 때문에 각 형태에 따라 접근방법 또한 다르다. 현재의 수치 기법 및 컴퓨터의 계산능력으로 수중 추진기에서의 이러한 모든 캐비테이션을 고려하여 해석하는 것은 거의 불가능하다고 알려져 있다. 따라서 캐비테이션의 발생 메커니즘에 따라서 다른 수치 접

근 방법이 개발되고 있다.

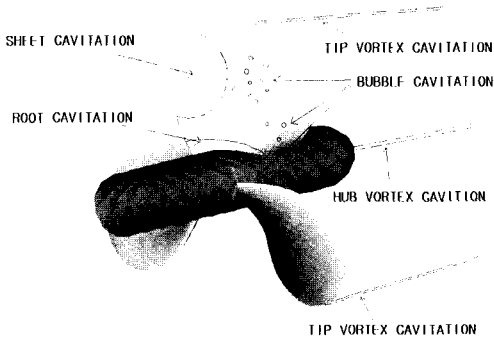


Fig. 2 Marine propeller cavitation

이번 연구에서는 일반적으로 수중 프로펠러에서 발생하는 캐비테이션 형태 중 가장 큰 소음원이 된다고 알려진 비정상 얇은 층 캐비테이션에 대한 유동 및 소음을 해석 하였다.

유동장 해석방법은 포텐셜을 바탕으로한 패널 방법을 이용하여 비정상 유동중에 프로펠러의 공동 유동을 해석하였다. 비정상 유동중의 프로펠러에서 발생하는 얇은 층 캐비테이션과 표면 압력 변동을 해석하기 위하여 Laplace 방정식과 Green의 제 3 정리를 바탕으로 한 적분 방정식을 사용 하였다. 비정상 유입류 부분 또는 초월 공동 프로펠러를 고려할 때 wetted 표면과 얇은 층 캐비티 표면의 임의의 점 p 와 임의의 시간 t 에서의 교란 포텐셜 $\phi_p(t)$ 는 아래와 같이 나타내어진다.(Fine, 1992)

$$2\pi\phi_p(t) = \int_{S_w(t) \cup S_c(t)} \left[\phi_q(t) \frac{\partial}{\partial n_q(t)} \left(\frac{1}{R(p,q)} \right) - \frac{\partial \phi_q}{\partial n_q}(t) \frac{1}{R(p,q)} \right] dS \quad (19)$$

$$+ \int_{S_w(t)} \Delta \phi_q(t) \frac{\partial}{\partial n_q(t)} \left(\frac{1}{R(p,q)} \right) dS$$

여기에서 q 는 적분 영역에 해당하고 $n_q(t)$ 프로펠러의 wetted 표면의 단위 법선 벡터로 얇은 층 캐비티 표면에서 유체 표면으로 향한다. $R(p;q)$ 는 q 점부터 p 점까지의 거리이며

$\Delta \phi_w(t)$ 는 뒷전 후류면에서의 포텐셜 값의 차이이다.

유일 포텐셜 해를 찾기 위해서 경계조건이 유동 경계면에 적용된다. 그러나 캐비티의 형상을 알 수 없기 때문에 초기조건으로 날개의 캐비티 표면이 날개의 표면으로 근사화되고 후류의 공동 표면은 후류 표면으로 근사화 된다.

블레이드 표면의 얇은 층 캐비테이션 소음은 캐비티의 체적 총합의 시간 변화에 밀접한 관계가 있으며 하나의 큰 진동 버블(pulsating bubble)처럼 소음을 방사하는 홀극 특성을 가지는 강력한 소음원이 된다.(Kuiper, 2001) 또한 블레이드 표면에 붙어 회전하고 있기에 이러한 소음원의 회전 효과도 고려하여야 한다.

임의의 $q(\vec{x},t)$ 의 세기를 가지는 소음원이 생성하는 음장은 다음 식(20)과 같다.

$$p'(\vec{x},t) = \int \frac{q(y,\tau)}{4\pi|\vec{x}-\vec{y}|} dy^3 \quad (20)$$

여기서 τ 는 지연시간이며 캐비티의 체적 변화에 의한 소음원을 관찰자 위치에서 소음원의 상대적 속도를 고려하여 표현하면 최종적으로 식(21)이 된다.

$$p'(\vec{x},t) = \frac{Q(\tau^*)}{4\pi r |1 - M_r|} \quad (21)$$

여기서 $r = |\vec{x} - \vec{x}_s(\tau^*)|$ 이며 음원 시간인 τ^* 은 식 (22)을 만족하여야 한다.

$$c(t - \tau^*) = |\vec{x} - \vec{x}_s(\tau^*)| \quad (22)$$

지연시간 또는 방사시간(emission time)은 임의의 위치에서 음원이 관찰자에게 시간 t 에 들리는 소리를 방사하는 시간이며 이는 $g = \tau - t + r/c_0$ 의 식으로 구할 수 있다. 그러나 r 이 τ 의 함수이기 때문에 닫힌 형태(closed form)로 계산 될 수는 없으며 내재적인 반복 계산이 필요하게 된다.

$$c(\tau^* - t) + r = 0 \quad (23)$$

식(23)에서 τ^* 는 지연시간, 음원시간 또는 방사

시간을 의미하여, 주어진 관찰자 시간 t 에 대한 해의 의미로서 위치자 $*$ 를 첨가하였다. 본 논문에서는 회전익상의 각 음원 지연시간의 결정에 매우 빠른 수렴성을 가지는 Newton 방법을 적용하였다.

소음 계산을 위하여 블레이드 표면의 얇은 층 캐비티의 시간에 따른 2 차 체적 변화를 소음원으로 하여 시간에 따른 음압을 구한다. 이렇게 계산된 음압 $p'(\bar{x}, t)$ 은 시간에 대한 불연속적 값들을 나타내므로 윗 식들은 수치적으로 적분하여야 한다. 수치적분은 Trapezoid 적분법을 이용하였고 시간에 대한 음압 결과를 푸리에 변환을 이용하여 주파수 영역에서의 결과를 도출하였다.

3. 수치해석 결과와 분석

3.1 Rayleigh-Plesset 방정식의 수치적 해석

버블 주위의 압력 변화에 따른 버블의 성장과 붕괴 과정은 Rayleigh-Plesset 방정식을 이용하여 계산 할 수 있다. 버블의 초기 반경에 의해 결정되는 버블의 고유 주파수와 외부에서의 가진력의 크기에 따라서 버블은 급격하게 성장-붕괴하기도 하고 붕괴과정 없이 팽창, 압축이 반복되는 안정한 운동을 하기도 한다. 이러한 버블의 운동을 결정하는 인자들을 수치적으로 해석하였다.

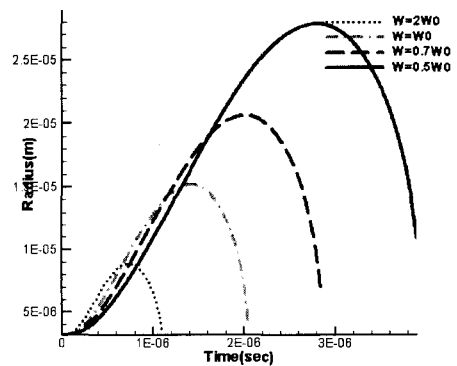
유도한 Rayleigh-Plesset 방정식에 4th order Runge-Kutta 방법을 이용하여 해석을 하였으며, 수중 추진기에서 큰 소음원이 되며 구조적인 손상을 일으키는 것은 급격히 팽창했다 붕괴하는 불안정 캐비테이션(unstable cavitation)이다. 이를 모사하기 위하여 캐비테이션 핵 중 반경이 비교적 작은 크기인 $3.2\mu\text{m}$ 로 가정하였고 버블을 성장-붕괴하게 하는 주된 요인인 외부 압력의 변화와 주파수변화에 따른 버블의 거동을 살펴 보았다.

버블 초기 반경이 $3.2\mu\text{m}$ 일 때 버블의 고유 주파수(ω_0)는 $6.56 \times 10^6 \text{ rad/s}$ 이다. 외부 가진 주파수(ω)와 외부 가진 압력에 따른 버블반경의 변화를 Fig.3에 나타내었다.

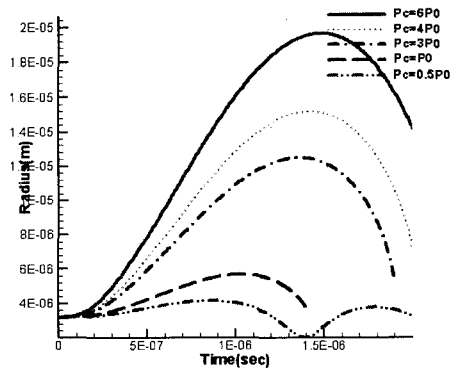
Fig.3에서 보듯이 외부 가진 압력 주파수가 버블의 고유 주파수보다 작을 때는 버블이 압축력을 받기 전에 충분히 팽창할 수 있기 때문에 버블이 급격하게 성장했다 붕괴하는 거동을 나타내며 가

진 주파수가 버블의 고유 주파수 보다 커지면 버블이 완전히 팽창하기 전에 압축력을 받아 완만하게 팽창하다 압축하는 거동을 보인다. 마찬가지로 외부 가진 압력에 대한 거동을 보면 외부에서 가해지는 압력이 클수록 버블이 더 크게 성장함을 볼 수 있다. 이를 통해 버블이 성장하기 위해서는 캐비테이션 핵의 초기 크기에 따라 어느 이상의 압력(P_{crit})이 필요함을 알 수 있다.

이렇게 계산된 버블의 거동 중 불안정한 캐비테이션 형태를 보이는 경우를 택해 음압을 계산한 결과 체적 변화율이 매우 큰 붕괴과정에서 가장 큰, 사실상 거의 대부분의 소음을 방사하리라는 것을 직관적으로 생각할 수 있고 계산 결과도 같은 형태를 얻을 수 있었다.(Fig.4)



(a)Bubble radius according to pressure frequency



(b)Bubble radius according to pressure Amplitude

Fig. 3 Calculated bubble radius variation

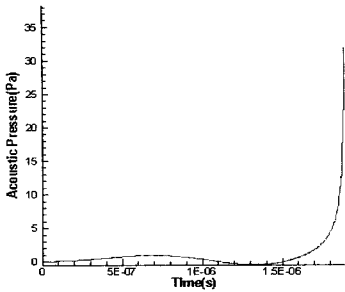


Fig. 4 Calculated bubble acoustic pressure

캐비테이션 연구에서 가장 중요한 Rayleigh-Plesset 방정식을 수치적으로 해석할 수 있는 기법을 개발하여 외부 가진 압력 상태를 변화시켜 이에 대한 버블의 거동과 소음 특성을 살펴 보았으며 이 기법을 수중익의 버블 캐비테이션 (Traveling Bubble Cavitation)의 거동을 예측하기 위한 틀로 확장하였다.

3.2 Hydrofoil Bubble Cavitation 해석

개발된 기법을 이용하여 실린더와 수중익주위에서의 버블 캐비테이션 거동 및 소음을 예측하였다.

RANS 방정식으로 계산된 유동장과 일방으로 연계된 미시적 해석법을 이용하여 버블의 궤적과 반경 변화를 계산하였다. Fig.5 는 거시적 해석을 통한 실린더 및 수중익에서의 유동장 해석 결과를 보여준다. 캐비테이션 현상에 영향을 주는 압력장과 속도장 그리고 난류 압력 섭동을 예측하기 위한 난류 운동 에너지를 계산하여 나타내었다

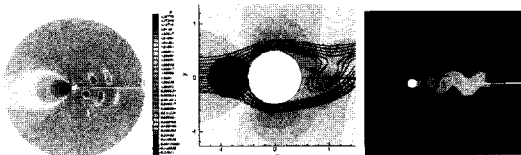


Fig. 5 Eulerian flow field analysis

유체내에 존재하는 모든 캐비테이션 핵에 대하여 미시적 해석을 하기에는 많은 계산 시간과 저장공간이 필요하므로 캐비테이션이 발생할 수 있는 부분에 대하여 유체내에 포함되어 있는 캐비테이션 핵 분포 자료 (Kamiirisa, 2001)인 Fig. 6 을

토대로 반경에 따른 핵을 분포시키고 이들에 대하여 미시적 해석을 수행하였다.

유동장 해석 결과와 미시적 해석을 위한 반경에 따른 핵의 분포와 미시적 해석을 통해 구해진 버블의 궤적을 Fig.7 에 나타내었다. 또한 물체 주위를 이동해 가는 버블의 반경 변화를 Fig.8 에 나타내었다. Fig.8 에서 버블이 성장-붕괴하는 전형적인 모습을 볼 수 있으며 버블이 붕괴시에 체적 변화율이 크므로 대부분의 소음을 방사함을 유추할 수 있다.

버블의 궤적과 운동을 비교해 보면 물체 표면 근처를 지나는 버블일수록 충분히 팽창할 수 있는 저압영역을 지나는 시간이 길어져 큰 반경을 가지는 반면 물체에서 멀리 떨어질수록 버블이 팽창할 수 있는 시간이 적어 크게 팽창하지 못하고 곧 수

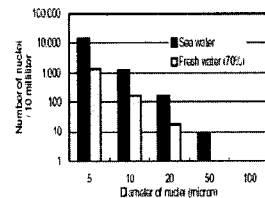
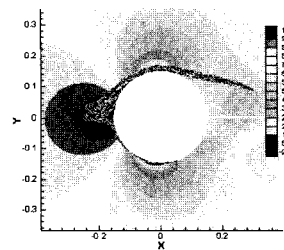
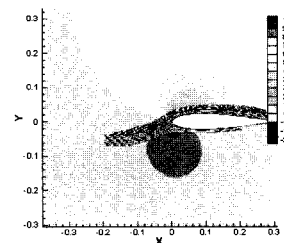


Fig. 6 Nuclei population

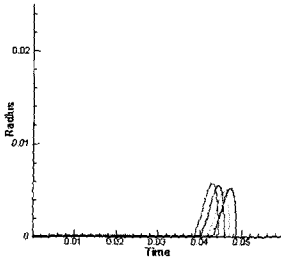


(a) Cylinder

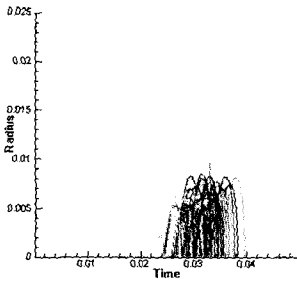


(b) Hydrofoil

Fig. 7 Bubble trajectory

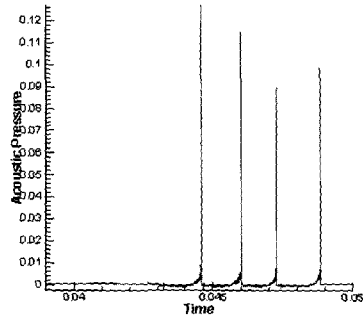


(a) Cylinder

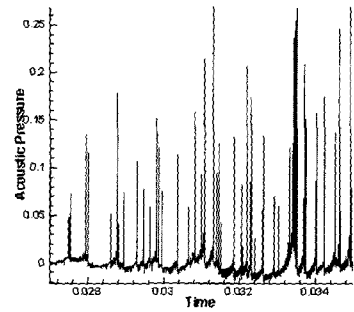


(b) Hydrofoil

Fig. 8 Bubble radius variation

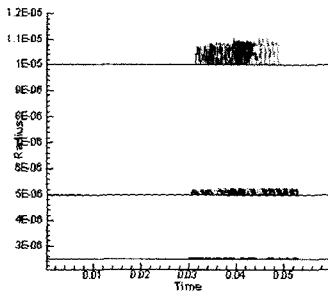


(a) Cylinder

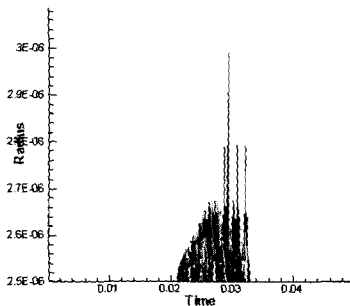


(b) Hydrofoil

Fig. 10 Acoustic pressure



(a) Cylinder



(b) Hydrofoil

Fig. 9 Bubble radius variation II

추이를 볼 수 있다. 실린더에 비해 수중의 형상일 경우 압력이 더 크게 떨어지기 때문에 캐비테이션이 일어나는 핵의 개수가 더 많음을 볼 수 있다. 또한 초기 캐비테이션 핵의 크기에 따라 버블의 거동이 다음을 버블 반경변화 그래프인 Fig.8의 아래 부분을 확대한 Fig.9에서 알 수 있다. 즉 저압영역에서 버블 반경에 따른 임계압력(critical pressure)이하로 떨어지지 못하는 경우에는 캐비테이션이 일어나지 않고 미미한 정도의 반경변화를 보임을 이 결과를 통해 볼 수 있다.

Fig.10는 위와 같은 과정을 통해 해석한 버블 반경변화와 위치 데이터를 이용하여 시간영역에서 음압의 시간에 따른 변화를 나타낸 결과이다. 캐비테이션 버블의 붕괴시에 음압의 피크치가 나타남을 볼 수 있으며 수중역에서의 경우가 압력이 더 크게 떨어져 캐비테이션이 일어나는 핵의 개수가 많아지고 이에 따라서 음압의 피크가 많이 발생함을 볼 수 있다.

3.3 Marine Propeller Sheet Cavitation 해석

계산에 사용된 프로펠러 모델은 비공동 소음 해석과 같은 DTMB4119(Fig.11) 프로펠러이며 전진 비가 0.8 일 경우에서 유동장과 얇은 층 캐비테이션 소음을 해석하였다.

유동장 해석 결과에 의한 각 방위각에서의 블레이드 표면 압력 분포와 얇은 층 캐비티의 형상 변화를 Fig.12 에 나타내었다.

또한 캐비티 크기 변화는 유입류에 큰 영향을 받음을 블레이드가 한바퀴 회전하는 동안 얇은 층 캐비티의 형상변화를 나타낸 Fig.13 를 통해서 알

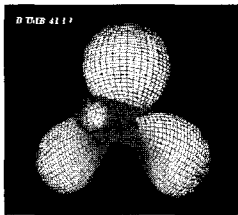
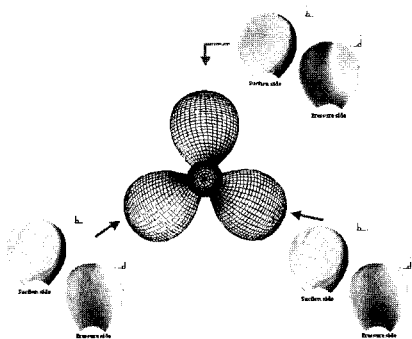
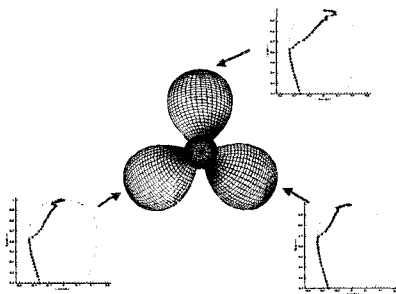


Fig. 11 Propeller model



(a) Surface pressure variation



(b) Cavity variation

Fig. 12 Flow results

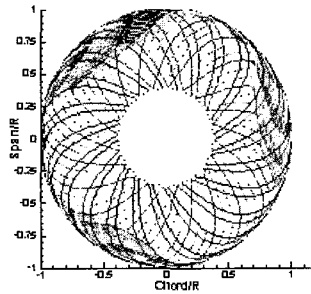


Fig. 13 Sheet cavitation shape variation

수 있다. 본 연구에서는 다른 수치해석 결과와의 비교를 위하여 Three cyclic wake 를 사용하였는데 이러한 비균일한 유입류가 들어오는 부분에서 얇은 층 캐비테이션이 크게 발생함을 볼 수 있다 (Fig.13). 이는 수중 프로펠러의 캐비테이션을 줄이기 위해서는 프로펠러 형상 설계뿐 아니라 선체의 선미 형상 설계도 중요함을 알 수 있다.

계산되어진 유동해석 결과를 이용하여 블레이드 표면 압력 변동에 의해 발생하는 비공동 소음과 블레이드 표면의 얇은 층 캐비티의 체적 변화에 의해 발생하는 캐비테이션 소음을 수치적으로 해석하였다. Fig.14 에 얇은 층 캐비티에 의해 발생하는 소음레벨과 방향성을 나타내었다. 일반적으로 캐비테이션 소음은 홀극 소음원의 특성을 가진다고 알려져 있기에 소음전파가 방향성 없이 omni-directional 하게 전파하나 얇은 층 공동의 경우 프로펠러 블레이드에 부착되어 회전하고 있기에 이러한 회전 운동의 효과로 블레이드 회전면 방향으로 조금 더 큰 소음이 전파하였다. 이러한 결과는 비공동 소음에서 프로펠러 블레이드의 회전에 의하여 발생하는 홀극 소음원인 두께 소음과 비슷한 경향성을 보인다.

얇은 층 캐비테이션이 발생하였을 경우와 캐비테이션이 발생하지 않은 비공동 상태에서 블레이드 표면의 압력변화에 의해 생기는 하중소음을 비교하여 캐비테이션 발생이 하중소음에 미치는 영향을 해석하였다.

Fig.15 에서 보듯이 블레이드 표면의 압력 변동에 의한 하중소음은 얇은 층 캐비테이션이 발생하였을 때 보다 비공동 상태일 때 더 큰 소음이 발

생함을 볼 수 있다. 이는 얇은 층 캐비테이션이 잘 발생하는 블레이드 끝 부분의 패널 압력 계수 변화를 나타낸 Fig.16 에서 그 원인을 알 수 있다. 얇은 층 캐비테이션이 발생하는 경우 캐비테이션 발생 영역에서는 압력이 어느 정도 이하로 떨어지

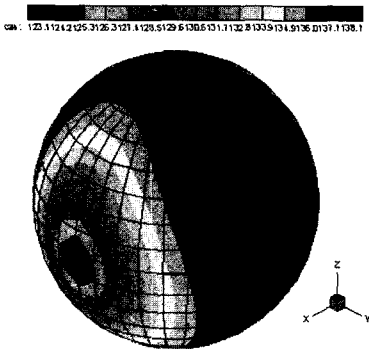


Fig.14 Sheet cavitation noise directivity

지 못하기 때문에 상대적으로 비공동 상태일 때보다 시간에 따른 표면 압력 변동이 작기 때문에 이런 현상을 보인 것이다. 하지만 프로펠러 전체 소음(캐비테이션 소음+하중소음)은 캐비테이션이 발생하였을 경우가 비공동 상태일 경우보다 높음을 Fig.17 를 통해 알 수 있다.

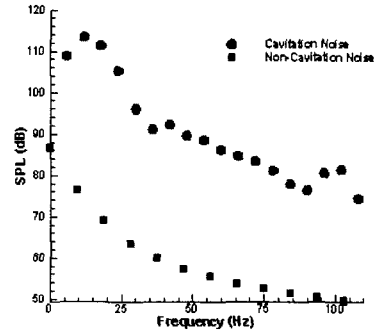


Fig. 17 Comparison of overall noise

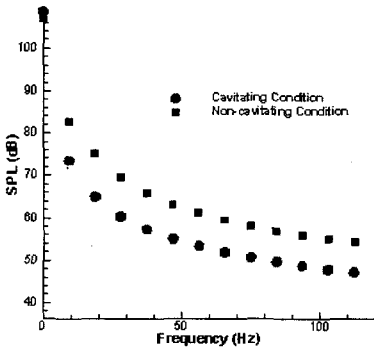


Fig.15 Comparison of loading noise

앞에서 언급한 바와 같이 수중 추진기에서 캐비테이션 소음은 발생하는 메커니즘에 따라서 소음 특성 및 주된 주파수 영역이 다르다. 본 절에서 비교한 수중 추진기의 비공동 소음과 얇은 층 캐비테이션 소음의 경우는 저주파 대역에서 큰 영향을 나타내므로 저주파 영역만을 고려대상으로 하였다. 하지만 실제 수중 추진기에서 캐비테이션 소음은 날개 끝 보오텍스 캐비테이션과 얇은 층 캐비테이션의 붕괴 현상등으로 인하여 수백 KHz 정도의 고주파 대역까지 넓은 주파수 대역에서 소음을 발생시킨다. 이는 앞의 버블 캐비테이션 해석기법을 더 발전시켜 추진기에 적용시키면 고주파 대역의 캐비테이션 소음까지 해석이 가능할 것이라고 생각하며 이에 대한 연구가 현재 진행 중에 있다.

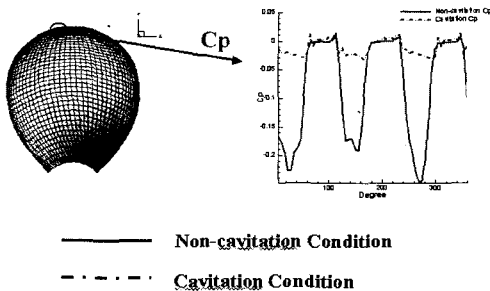


Fig. 16 Comparison of Cp variation

4. 결론

본 연구를 통해 캐비테이션 소음의 원인이 되는 수중익에서의 버블의 성장과 붕괴현상을 설명하는 Rayleigh-Plesset 방정식을 수치적으로 해석하였고 이를 수중익의 버블 캐비테이션 해석에 활용

할 수 있도록 확장하여 실린더 및 수중의 주위에서 발생하는 버블 캐비테이션의 거동 및 소음특성을 알아보았다. 또한 수중 추진기에서 생성하는 비정상 얇은 층 캐비테이션 유동장을 계산하여 캐비테이션 소음과 캐비테이션이 발생하였을 경우 비공동 소음에 어떤 영향을 미치는 지를 고찰하였다.

이번 연구에서 수중의 버블 캐비테이션 및 수중 프로펠러의 얇은 층 캐비테이션 소음해석을 위해 사용한 Single Bubble Noise 이론은 현재 수중에서 움직이는 버블의 이론적인 모델링의 많은 부분에서 기초를 이루고 있는 중요한 이론이며 실제로도 캐비테이션 소음을 이론적인 버블 소음으로 근사시킴으로써 예측한다. 이러한 해석방법은 실제 실험 결과 데이터와의 정성적인 분석과 캐비테이션 소음에 영향을 주는 여러가지 요인들의 효과를 예측할 수 있으며 현재 개발되고 있는 소음 예측 기법의 기반을 이루고 있기에 중요하다.

이상과 같이 캐비테이션 소음을 예측하는 것은 실제 굉장히 복잡한 물리 현상을 몇가지 가정을 통해 수학적으로 모델링 하고 이를 수치적으로 해석하는 방법으로 행해진다. 따라서 실험적으로 예측된 캐비테이션 소음은 정확히 계산된 이론적, 수치적 결과들과 일반적으로 잘 맞지 않는다고 알려져 있다. 이는 실제 캐비테이션의 완전한 물리적 현상을 이해하고 있지 못해 현재의 캐비테이션 유동 및 소음해석 이론이 이를 포함하지 못하고 있기 때문이다. 하지만 이러한 이론적 수치적 결과들은 실험적으로 측정된 값들의 보정 및 평가에 이용할 수 있으며 또한 인정할 만한 오차범위 내에서 예측결과로 활용 할 수 있고 더 나아가 캐비테이션 소음 저감방안을 마련하는 유용한 도구가 될 수 있기에 실험적 해석과 상호 보완적 관계에서 매우 중요하다.

후 기

본 연구는 국방과학연구소 수중음향 특화연구센터의 '수중 추진기 소음 해석 연구 (UA-41)'의 일부로 수행 되었으며 도움을 주신 관계자 여러분께 감사드립니다

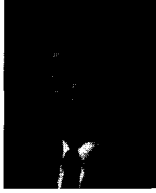
참 고 문 헌

- 박광근, 설한신, 이수갑, 2003, "수중의 날개 끝 볼텍스 캐비테이션 거동 및 소음의 수치적 해석," 한국음향학회 추계학술발표대회 논문집, 제 22 권, 제 2(s)호, pp.191-194.
- 설한신, 박광근, 이수갑, 2003, "수중익과 수중 추진기의 공동유동 및 소음의 수치적 해석," 한국음향학회 하계학술대회 논문집, 제 22 권, 제 1 호, pp. 453-456.
- 설한신, 박광근, 이수갑, 2003, "수중익과 수중 추진기의 공동 유동 및 소음의 수치적 해석," 수중음향 학술발표대회 논문집, pp. 82-85.
- 안중우, 강관형, 송인행, 김경렬, 2000, "수중익의 캐비테이션 소음 계측 및 캐비티 기포 거동 해석," 대한조선학회 논문집, 제 37 권, 제 4 호 pp. 40-47.
- Blake, W.K., 1986, Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration, Academic Press Inc.
- Fine, N.E., 1992, Nonlinear Analysis of Cavitating Propellers in Nonuniform Inflow, MIT Dept. of Ocean Engineering Report No.92-5.
- Haberman, W.L. and Morton, R.K., 1953, An Experimental Investigation of the Drag and Shape of Air Bubbles Rising in Various Liquids, DTMB Report 802.
- Kamiirisa, H., 2001, "The Effect of Water Quality Characteristics on Cavitation Noise," CAV 2001.
- Knapp, R.T. and Daily, J.W. and Hammitt, F.G., 1970, Cavitation, McGraw-Hill, New York.
- Kuiper, G, 2001, "New Developments around Sheet and Tip Vortex Cavitation on Ships," CAV2001.
- Maxey, M.R, Riley, J.J., 1983, "Equation of Motion for a Small Rigid Sphere in a Nonuniform Flow," Phys. Fluids, vol. 26, no. 4, pp.883-889
- Young Shen, Georges Chahine, Chao-Tsung Hsiao, and Stuart Jessup, 2001 "Effects of

Model Size and Free Stream Nuclei on Tip Vortex
Cavitation Inception Scaling.” CAV2001.



< 설한신 >



< 이수갑 >



< 서정천 >