

大韓造船學會論文集
 第36卷第3號 1999年8月
 Journal of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol. 36, No. 3, August 1999

프로펠러의 비정상하중에 의해 발생하는 소음의 이론적 추정

이 창섭*, 조 충호**

Theoretical Prediction of Noise Generated by Unsteady Loading of Marine Propellers

by

Chang-Sup Lee, Chung-Ho Cho

요 약

캐비테이션이 발생하지 않는 프로펠러의 정상 및 비정상 하중에 의해 음장에 유기되는 소음을 지배하는 음파 방정식에 대한 주파수 영역에서의 수치 해석법을 정립하였다. 본 연구를 통하여 음압 스펙트럼에서 날개 통과 진동수 배수의 소음만이 발생한다는 것을 보였으며, 이때 적용되는 파수는 반류의 불균일성에 기인하는 조화성분과 프로펠러의 회전에 의해 발생하는 Doppler 효과가 고려되도록 표현되어야 함을 보였다. 특정 전진속도에서 하중이 없도록 설계된 날개수가 2인 모형 프로펠러에 대한 이론적 추정과 실험결과를 비교함으로써, 정상상태인 경우 날개 두께 효과가 매우 중요하나, 비정상상태에서는 날개하중의 변화에 의한 소음의 영향이 커서 정상상태에 비하여 두께효과가 비교적 적게 기여함을 알 수 있었다.

Abstract

A numerical method in frequency domain for the analysis of the acoustic wave equation governing the sound field generated by a non-cavitating propeller under a steady or unsteady loading condition is developed. Theory shows that only multiples of the blade passage frequency exist and that the wave number consists of the frequency component due to the nonuniformity of the wake and the Doppler effect originated from the rotation of the blades. Correlation with experiments for a two bladed propeller, designed to be load-free at a particular advance speed, indicate that the thickness effect can be significant in steady case, but can be negligible compared to the unsteady loading effect.

접수일자 : 1999년 3월 19일, 재접수일자 : 1999년 5월 19일

*정회원, 충남대학교 선박해양공학과

**학생회원, 충남대학교 선박해양공학과

1. 서언

지금까지 우리나라에서는 소음에 관한 문제의식이 적었으나 최근 삶의 질 향상과 더불어 환경 문제에 관심이 증가함으로써 주거환경의 개선, 수송체 등의 설계에 소음이 가장 중요한 설계 변수의 하나로 등장하고 있다. 선진국에서는 이미 오래 전부터 관심의 대상이었던 군사 기술 분야, 이 중에서도 특히 수중 운반체의 소음에도 우리나라에서는 최근에야 관심을 기울이기 시작하였다. 수중에서 회전하며 전진하는 프로펠러에 의해 유기되는 소음에 대해서도 선진국에서는 상당한 연구가 이루어져 있으나 우리는 시작하는 단계에 있다.

회전날개에 의한 소음 분야의 최초 연구는 균일류 중에서 작동 중인 비행기 프로펠러에 의해 유기된 소음을 추정하는 이론으로 Gutin (Goldstein[1] 참조)에 의해 발표된 바 있다. Lighthill[2]은 공력 소음원에 의해 생성된 소음을 해석할 음향 상사법을 제안하였으며, Curle[3]은 고체 물체가 주위 유체에 미치는 음향효과를 표현하였고, Ffowcs-Williams 와 Hawkings[4]는 음향 상사법과 고체 경계면의 작용을 관련시키는 정식화를 완성하였다. 이후 Goldstein[1]은 프로펠러에 의해 유기되는 소음 현상을 일반화하여 설명하였다. 선박 프로펠러에 의해 유기되는 소음에 관한 연구는 Kozaczka[5]에 의하여도 발표된 바 있으며, Blake[6]에 정리된 바와 같이 많은 연구가 이루어져 왔다. 본 연구는 위의 문헌들에서 자세히 설명되지 않은 유도 과정을 보다 상세히 보이는 것을 최우선 목표로 하였으며, 수치 해석과 실험과의 비교를 통하여 유도된 식을 검증하는 것을 주 내용으로 한다.

프로펠러의 문제에 국한하여 소음원의 수학적 특이성을 중심으로 하여 프로펠러의 소음원을 분류하면, 역시 가장 큰 영향을 주는 것은 캐비테이션의 체적 변화에 기인하는 단극음원, 다음이 프로펠러의 정상, 비정상 하중에 기인하는 쌍극음원, 그리고 프로펠러 표면에 발생하는 난류 유동에 기인하는 사극음원등으로 나눌 수 있다. 이중

에서 가장 중요한 단극음원은 고속 수상선에서 반드시 해결하여야 할 소음원이며, 수중 운반체에서도 고속화에 따라 단극음원이 중요한 물리적 현상이 된다.

단극음원을 최소화하려는 노력은 프로펠러가 작동하는 유동장의 환경을 변화시킴으로써 실제화되고 있다. 전통적인 추진 장치인 프로펠러로는 캐비테이션에 의한 소음을 피하기 어려우므로 물분사 추진장치로 전환되고 있으며, 수중 소음에 민감한 운반체의 경우에는 프로펠러 주위에 덕트 등과 같은 유속 제어 장치를 채택함으로써 캐비테이션의 초생을 지연시킴으로써 안전 속도 한계를 증가시키고 있다.

쌍극음원은 프로펠러의 추진 하중에 의한 것으로 피할 수 없다. 따라서, 쌍극음원의 발생과 방사현상을 이해하고 이론적 실험적 방법을 통하여 이를 추정하고 소음을 고려한 최적 설계 기법을 확보할 필요가 있다. 본 연구는 캐비테이션이 발생하지 않는 프로펠러의 정상 및 비정상 하중에 의해 발생하는 수중 소음을 추정하는 기법을 개발하는 것을 목표로 하고 있다.

본 연구는 우선 소음원 주위의 유동장과 음장이 서로 독립적으로 존재한다는 가정하에서 두 문제를 분리하여 해석한다. 즉, 프로펠러의 하중으로 대표되는 소음원의 세기는 비압축성 무한 유동장에서 작동하는 프로펠러 주위의 경계치 문제를 해석함으로써 결정된다. 비공동 프로펠러 유동장의 해석은 전통적인 양력면 이론(Kerwin and Lee[8])에 의해 수행한다. 다만, 방사소음의 해석이 주파수 영역에서 해석될 것이므로, 시간 영역에서 얻은 프로펠러 해석의 결과를 Fourier 급수로 전개하여 주파수 영역으로 변환할 필요가 있다.

음장의 소음 수준 및 분포 형상은 Lighthill의 상사법에 근거한 Lighthill의 음파 방정식을 풀어 구할 수 있다. 우리의 주요 관심사는 원음장에서 소음이므로 Lighthill 음파 방정식의 해로 잘 알려진 원음장 해석에 적합한 Curle의 방정식을 사용한다. 이로부터 원음장 근사화를 시도하여 해석적인 거동을 살펴볼 수 있는 수치 계산 모형

을 유도하고자 한다. 본 연구에서는 수중소음 분야의 이론적 해석의 지침서로 정리가 잘된 Blake[6]를 따라 필요한 이론을 전개한다.

본 연구는 우선 Curle의 음파 방정식 해석에 의한 비정상 하중 소음의 주파수 영역 해석법을 전개한 후에, 불균일 유동장의 영향을 고려한 비정상 하중에 의한 음장의 이론적 해석을 수행한다. 이어 프로펠러 날개 두께의 영향을 이론적으로 해석한 후에, 수치해석 결과를 보이고 실험과의 비교를 통해 전개된 식의 타당성을 보이고자 한다.

2. 음파 방정식 및 음원의 표현

유동장 중에 프로펠러의 하중을 나타내는 쌍극 음원이 있을 때 음장 \vec{x} 에서의 음압 $p_a(\vec{x}, t)$ 는 시간 영역에서 다음과 같이 표현된다.

$$p_a(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \iiint_{V(\vec{y}, t)} \left[\frac{1}{r_s} \left(-\frac{\partial F_i'''}{\partial y_i} \right) \right] dV(\vec{y}) \quad (2.1)$$

여기서, t 는 시간, ρ 는 유체의 밀도, c_0 는 등엔트로피 과정에서 정의되는 음속, F_i''' 는 단위 체적에 작용하는 i -방향 힘의 성분을 나타내며, $\partial F_i''' / \partial y_i$ 는 프로펠러 표면이 주위 유체에 작용하는 힘의 발산이다. 또한 $\vec{y}(t)$ 는 음원의 위치, $\vec{r}_s = \vec{x} - \vec{y}(t)$ 는 음원점과 관측점 사이의 거리 벡터를 의미하며, 전체 적분은 지연 시각 (즉, 음이 생성된 시각) $\tau = t - |\vec{r}_s|/c_0$ 에서 계산된다.

좌표계 :

프로펠러 음장의 해석을 위하여 Fig. 2.1에 보는 바와 같은 우수 좌표계 (1)-(2)-(3)을 도입하기로 하자. 편의상 (1)-축은 프로펠러 축심과 일치하도록 하고 하류를 향할 때를 양으로 한다. (2)-축은 (1)-축과 직교하며, 지구 중심 방향의 반대 방향을 가리킬 때를 양으로 잡고, (3)-축은

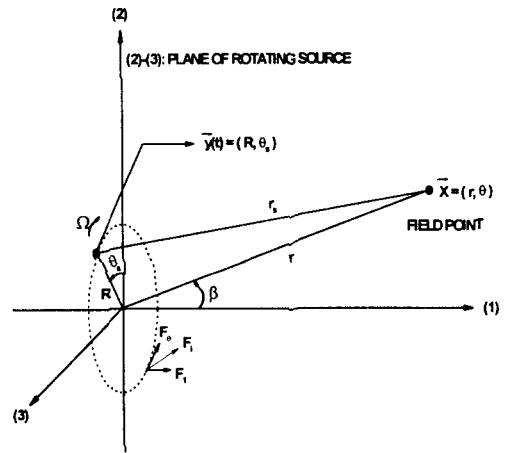


Fig. 2.1 Coordinate system and notation for source and field points
우수 좌표계를 완성하도록 잡는다. (2)-(3)-축은

프로펠러 면을 이루게 되며, 좌표계는 일정한 속도로 회전하는 선박에 고정되도록 한다. 프로펠러는 일정한 각속도 Ω 로 (1)축을 중심으로 음의 방향으로 회전하며, 프로펠러 위의 한 음원점의 좌표는 $\vec{y}(t) = (R, \theta_s)$ 로 표현한다. 여기서 R, θ_s 는 각각 음원의 반경과 순간각이다. 좌표축에 고정된 관측점 $\vec{x} = x(r, \beta, \theta)$ 와 음원점 사이의 거리는 $r_s = |\vec{r}_s| = |\vec{x} - \vec{y}|$ 이며, 관측점과 (1)-축이 이루는 극좌표를 β 로 표기한다.

음원의 Fourier 변환 표현 :

우리는 음장의 주파수 스펙트럼에 관심이 있으므로, 시간 영역에서 표현되는 원래의 식보다는 이를 Fourier 변환한 식을 사용할 예정이다. 유도과정에서의 편의를 위하여 음원의 세기를 다음과 같이 간단히 표기하기로 한다.

$$a(\vec{y}, t) \equiv -\frac{\partial F_i'''}{\partial y_i} \quad (2.2)$$

동시에, 시간 영역에서의 해석을 주파수 영역으로 변환하고, 다시 역변환하기 위하여 다음과 같이 Fourier 변환 및 역변환 쌍을 정의한다.

$$a(\vec{y}, \omega') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} a(\vec{y}, t) e^{i\omega' t} dt \quad (2.3)$$

$$a(\vec{y}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} a(\vec{y}, \omega') e^{-i\omega' t} d\omega' \quad (2.4)$$

자연 시각을 고려한 음장 함수의 Fourier 역변환은 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} [a(\vec{y}, t)] &\equiv a(\vec{y}, t - r_s/c_0) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} a(\vec{y}, \omega') e^{-i\omega' t} e^{ik_0 r_s} d\omega' \end{aligned} \quad (2.5)$$

여기서 파수는 $k_0 = \omega'/c_0$ 로 정의되며, c_0 는 음속이다.

관측점과 음원 사이의 거리 r_s 는 다음과 같이 표현된다.

$$r_s = \sqrt{r^2 + R^2 - 2Rr \sin \beta \cos(\theta - \theta_s)} \quad (2.6)$$

원음장 가정 ($r \gg R$)하에 위 식 (2.6)은 다음과 같이 근사화 된다.

$$r_s \approx r - R \sin \beta \cos(\theta - \theta_s) \quad (2.7)$$

또한, Abramowitz[9]의 식(9.1.41)으로부터 다음과 같은 공식을 유도하여 사용하기로 한다.

$$\begin{aligned} e^{-ik_0 R \sin \beta \cos(\theta - \theta_s)} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n e^{in(\theta - \theta_s)} \\ &\times J_n(k_0 R \sin \beta) \end{aligned} \quad (2.8)$$

위의 두 식 (2.7)과 (2.8)를 이용하면 자연 시각에서의 음원의 세기 식 (2.5)는 다음과 같이 표

현된다.

$$\begin{aligned} [a(\vec{y}, t)] &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n \int_{-\infty}^{\infty} a(\vec{y}, \omega') e^{-i\omega' t} \\ &\times J_n(k_0 R \sin \beta) e^{ik_0 r_s} e^{-in(\theta_s - \Omega t - \theta)} d\omega' \end{aligned} \quad (2.9)$$

여기서 음원의 각 좌표는 $t=0$ 에서의 음원의 위치인 θ_b 를 이용하여 $\theta_s = \theta_b - \Omega t$ 로 치환되었다.

3. 불균일한 유동장에 기인하는 소음

불균일 유동장에서 작동하는 프로펠러 표면에 작용하는 음원의 세기를 날개에 고정된 좌표계에서 다음과 같이 Fourier 급수의 형태로 쓸 수 있다.

즉,

$$a(\vec{y}, t) = \sum_{s=0}^{B-1} \sum_{w=-\infty}^{\infty} a(R)_w e^{i w(\theta_0 + 2\pi/B - \Omega t)} \quad (3.1)$$

여기서, B 는 날개수, s 는 날개 지시수, w 는 음원의 조화차수, (R, θ_0) 는 각각 기준 날개위에서의 음원의 반경 및 각 좌표, $a(R)_w$ 는 기본 날개에 작용하는 w -차 조화성분의 음원의 세기를 의미하며, 지수함수의 지수부는 각 날개의 위상차와 날개가 반류 중을 지날 때에 만나는 진동수의 영향을 보여준다. 위 식 (3.1)을 식 (2.3)을 이용하여 Fourier 변환하면,

$$\begin{aligned} a(\vec{y}, \omega') &= \sum_{s=0}^{B-1} \sum_{w=-\infty}^{\infty} a(R)_w e^{i w(\theta_0 + 2\pi/B)} \\ &\times \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\omega' - w\Omega)t} dt \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

식 (3.2)의 []안의 값을 $\delta(\omega' - w\Omega)$ 로 치환하고, 자연시각에서 Fourier 역변환하면,

$$[a(\vec{y}, t)] = \sum_{s=0}^{B-1} \sum_{w=-\infty}^{\infty} a(R)_w e^{iu(\theta_s + s2\pi/B)} \times \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega't} e^{ik_0 r_s} \delta(\omega' - w\Omega) d\omega' \quad (3.3)$$

여기에 식 (2.7)과 (2.8)의 관계식을 이용하면,

$$e^{ik_0 r_s} \simeq e^{ik_0 r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n e^{in(\theta - \theta_s)} \times J_n(k_0 R \sin \beta) \quad (3.4)$$

가 되므로 식 (3.3)은 $\theta_s = \theta_0 + s(2\pi/B) - \Omega t$ (θ_0 는 기준 날개에서의 각 좌표)를 이용하여 다음과 같이 정리된다.

$$[a(\vec{y}, t)] = \sum_{s=0}^{B-1} \sum_{w=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n \times a(R)_w e^{i(w-n)(s2\pi/B)} \times \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega't} e^{ik_0 r} e^{i(w-n)\theta_0} e^{in(\Omega t + \theta)} \times J_n(k_0 R \sin \beta) \delta(\omega' - w\Omega) d\omega' \quad (3.5)$$

음장에서의 음압 $p_a(\vec{x}, t)$ 의 Fourier 변환 $P_a(\vec{x}, \omega)$ 는 식 (2.1)를 적용하고 적분순서를 바꾸면 다음과 같이 얻어진다. 즉,

$$P_a(\vec{x}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} p_a(\vec{x}, t) e^{i\omega t} dt = \frac{1}{4\pi} \int \int \int_V \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{a(\vec{y}, t)}{r_s} \right] \times e^{i\omega t} dt \right\} dV(\vec{y}) \quad (3.6)$$

위 식 (3.6)에 식 (3.5)를 대입하면,

$$P_a(\vec{x}, \omega) = \sum_{s=0}^{B-1} \sum_{w=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n \times \frac{1}{4\pi r} \int \int \int_V dV(\vec{y}) \{ a(R)_w \times e^{i(w-n)(s2\pi/B)} \times \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\omega' - \omega - n\Omega)t} dt \right] \times e^{ik_0 r} e^{i(w-n)\theta_0} e^{in\theta} \times J_n(k_0 R \sin \beta) \delta(\omega' - w\Omega) d\omega' \} \quad (3.7)$$

여기서 $1/r_s = 1/r + O(|\vec{y}|/r^2)$ 의 근사식이 적용되었다. 식(4.7)의 []안의 값은 $\delta(\omega' - w - n\Omega)$ 가 되고 δ 함수의 성질에 의해 $\omega' = w + n\Omega$ 가 되므로,

$$P_a(\vec{x}, \omega) = \sum_{s=0}^{B-1} \sum_{w=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n \times \frac{1}{4\pi r} \int \int \int_V dV(\vec{y}) \{ a(R)_w \times e^{i(w-n)(s2\pi/B)} e^{ik_0 r} e^{i(w-n)\theta_0} e^{in\theta} \times J_n(k_0 R \sin \beta) \} \delta(\omega - (w-n)\Omega) \quad (3.8)$$

이어서, 다음과 같은 날개수에 대한 합의 공식을 이용하면 (a 가 정수일 때)

$$\sum_{s=0}^{B-1} e^{i\omega(2\pi/B)s} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B \delta(a - mB) \quad (3.9)$$

여기서 m 은 날개진동차수이다.

식 (3.8)에서 날개 지시수 s 에 관한 합은 delta함수 $B \delta(\omega - n - mB)$ 값을 주고, 따라서, $\omega - n = mB$ 의 관계가 성립하며, 음장에서의 압력의 Fourier 변환은 다음과 같이 표현된다.

$$P_a(\vec{x}, \omega) = \sum_{w=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{B e^{ik_0 r}}{4\pi r} \times \int \int \int_V dV(\vec{y}) \{ a(R)_w \times e^{-i(\omega - mB)(\pi/2 - \theta)} e^{imB\theta_0} \times J_{w-mB}(k_0 R \sin \beta) \} \delta(\omega - mB\Omega) \quad (3.10)$$

여기서, $(-i)^n = e^{-in\pi/2}$ 가 이용되었으며, 파수는

$$k_0 = \frac{mB\Omega}{c_0} \quad (3.11)$$

가 된다. 식 (3.10)안에 있는 δ 함수로부터 원 음장에서는 날개진동수의 배수인 조화성분의 소음만이 느껴진다는 사실을 확인할 수 있다.

식 (3.10)로부터 원음장에 적용할 수 있는 단위세기의 회전하는 음원에 대한 자유공간의

Green함수를 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$g(\vec{x}, \vec{y}; \omega, w) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{B e^{ik_0 r}}{4\pi r} J_{w-mB}(k_0 R \sin \beta) \times e^{-i(w-mB)(\pi/2 + \theta_0 - \theta)} \delta(\omega - mB\Omega) \quad (3.12)$$

식 (3.10)에서 우변의 프로펠러 하중에 의한 음원은 프로펠러 하중을 음원 좌표의 미분과 Green함수의 곱으로 나타낸다. 이것을 Blake[6]에 보인 바와 같이 부분적분법을 이용하여 변환하고 무한 원방에서의 조건을 적용하면 프로펠러 하중이 유일한 음원으로 주어진 경우에, 방사 음장 압력의 Fourier 변환의 진폭에 관한 다음과 같은 Helmholtz 적분 방정식이 얻어진다.

즉,

$$P_a(\vec{x}, \omega) = \int \int \int_V F_i'''(\vec{y}) \frac{\partial g(\vec{x}, \vec{y}, \omega)}{\partial y_i} dV(\vec{y}) \quad (3.13)$$

프로펠러 음원에 대한 음압의 Fourier 변환 표현 :

기준 날개의 단위 면적에 작용하는 힘을 $F''(R, \theta_0, t)$ 로 표기하고, 단위 체적에 작용하는 힘을 $F'''(R, \theta_0, y_1, t)$ 로 표기하자. 프로펠러의 피치각을 ϕ 라 하면 프로펠러에 의해 주위 유체에 가해지는 축방향 및 회전방향의 힘은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} F_1'''(R, \theta_0, y_1, t) &= F'''(R, \theta_0, y_1, t) \cos \phi \\ F_\theta'''(R, \theta_0, y_1, t) &= -F'''(R, \theta_0, y_1, t) \sin \phi \end{aligned} \quad (3.14)$$

위의 힘들이 $y_1=0$ 으로 정의되는 프로펠러 면에 집중되어 위치한다고 가정하면

$$F'''(R, \theta_0, y_1, t) = F''(R, \theta_0, t) \delta(y_1) \quad (3.15)$$

여기서 $F''(R, \theta_0, t)$ 는 프로펠러 면의 (R, θ_0) 위치에서 프로펠러 피치면을 가로 지르는 순간 압력 점프 값 (Δp)를 나타낸다. 식 (3.15)를 식 (3.13)에 대입하여 정리하면,

$$P_a(\vec{x}, \omega) = \int_{\theta_{LE}}^{\theta_{TE}} \int_{R_H}^{R_T} \int_{-\infty}^{\infty} \times \left\{ F_1''(R, \theta_0) \frac{\partial g(\vec{x}, \vec{y}, \omega)}{\partial y_1} + F_\theta''(R, \theta_0) \frac{1}{R} \frac{\partial g(\vec{x}, \vec{y}, \omega)}{\partial \theta_0} \right\} \times \delta(y_1) dy_1 R dR d\theta_0 \quad (3.16)$$

위 식 (3.16)에 Green 함수 (3.12)를 대입하여 더욱 간단히 하면

$$P_a(\vec{x}, \omega) = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{w=-\infty}^{\infty} \frac{ik_0 B e^{ik_0 r}}{4\pi r} \times e^{-i(w-mB)(\pi/2 - \theta)} \times \int_{\theta_{LE}}^{\theta_{TE}} \int_{R_H}^{R_T} R dR d\theta_0 \times F''(R; w) \left\{ \cos \phi \cos \beta + \frac{(w-mB)}{k_0 R} \sin \phi \right\} \times J_{w-mB}(k_0 R \sin \beta) e^{imB\theta_0} \times \delta(\omega - mB\Omega) \quad (3.17)$$

위의 식 (3.17)은 불균일 반류장에서 작동하는 날개수가 B 인 프로펠러의 비정상 하중에 의해 원음장 (r, β, θ) 에 유기되는 음압의 Fourier 변환을 준다. 이 식에서의 적분은 기준 날개의 캠버면 위에서 수행된다. 식중에 주어진 $F''(R; w\Omega) = F''(R; mB\Omega + n\Omega)$ 는 기준날개의 반경 R 위치에서의 m -차 날개 진동수에 날개 회전에 의한 Doppler 효과 ($n\Omega$ 성분)가 고려된 주파수에서의 압력 점프를 의미한다.

식 (3.17)은 불균일 반류에 의해 프로펠러에 작동하는 분포하중에 의해 유기되는 원음장에서의 소음에 대하여 다음과 같은 특성을 보여준다.

(1) 소음은 날개진동수(blade passage frequency, $\omega = B\Omega$)의 배수인 주파수로 방사된다. 반류의 w -차 조화성분에 대하여 소음의 가장 강한 조화성분은 $w = mB$ 이며, 이 조화성분은 0-차의 Bessel 함수의 인자인 $w\Omega R \sin \beta / c_0 \rightarrow 0$ 인 경우에 즉, $\Omega R / c_0 \rightarrow 0$ 인 경우(즉, 날개끝의 회전속도가 음속에 비해 적은 경우)나 $\beta \rightarrow 0$ 인 경우에 가장 두드러지게

나타난다.

(2) 저속에서는 $\Omega R/c_0 \rightarrow 0$ 이므로, $n \neq 0$ 인 경우에는 $J_n(w\Omega R \sin \beta/c_0) \approx 0$ 으로, 유입유동의 조화성분 중에서 유일하게 $w (= mB)$ -차 성분의 소음만이 방사된다. 따라서 날개수가 B 인 프로펠러는 유입유동의 조화성분 중에서 날개수의 배수차인 조화성분만 소음을 방사하게 된다.

(3) 균일 유동장의 경우에도 방사소음은 존재한다. 이 경우는 날개끝의 속도가 비교적 커서 $w - mB (\neq 0)$ -차의 Bessel 함수인 $J_{w-mB}(k_0 R \sin \beta)$ 의 값이 무시할 수 없는 정도의 크기를 가질 때이며, 이를 Gutin 소음이라 한다.

음장의 세기 정의:

각 조화함수의 음압수준(sound pressure level)은 사람이 들을 수 있는 소리의 크기의 범위가 넓으므로 로그눈금(logarithmic scale)을 사용하여 다음과 같이 정의한다.

$$SPL_{mB} = 20 \log_{10} \left[\frac{|P_{mB} \Delta \omega|}{p_{ref}} \right] \quad (3.18)$$

여기서 $\Delta \omega$ 는 주파수 밴드폭, p_{ref} 는 공기의 경우 $2 \times 10^{-5} (N/m^2)$ 이고, 물의 경우 $1 \times 10^{-6} (N/m^2)$ 이다.

또한, 각 날개 통과 주파수에서의 음압 수준을 L_i 라 하면, 전 음압 수준(Overall Sound Pressure Level, OASPL)은 다음과 같이 정의된다.

$$OASPL = 10 \log_{10} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} 10^{L_i/10} \right) \quad (3.19)$$

여기서 N 은 음압 수준을 계산한 조화차수의 갯수이다.

4. 날개두께에 기인하는 소음

프로펠러 날개의 두께에 의해 유기되는 소음을 이론적으로 추정하는 식은 3절에서 유도한 불균일 유동장에 기인하는 소음의 식에서 $w=0$ 로 놓은 식과 같아진다. 즉, 날개두께에 의한 음장에서의 압력의 Fourier 변환은 다음과 같이 표현된다.

$$P_a(\vec{x}, \omega) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{B e^{ik_0 r}}{4\pi r} \int \int_V dV(\vec{y}) \times \{ a(R, \theta_0) e^{imB(\pi/2 - \theta)} e^{imB\theta_0} \times J_{-mB}(k_0 R \sin \beta) \} \delta(\omega - mB\Omega) \quad (4.1)$$

날개 두께의 표현 :

프로펠러의 날개 표면이 유체를 가르고 지나가는 두께의 영향을 나타내기 위하여 우선 반경 R 에서 날개의 두께함수 $h(\xi(t), R)$ 를 정의하여야 한다. 여기서 ξ 는 공간에 고정된 날개의 코드방향 좌표이다. 이로부터 프로펠러 날개에 의해 배체된 질량(displacement mass) M 을 다음과 같이 구한다.

$$M = \int \int \rho_0 h(\xi(t), R) d\xi dR \quad (4.2)$$

여기서, ξ 는 날개에 고정된 좌표 ξ_0 와 날개 단면에 유입되는 속도 $U_R = \sqrt{V_A^2 + (\Omega R)^2}$ 를 이용하여 식 $\xi = \xi_0 + U_R t$ 로 치환할 수 있다. 식 (4.2)로부터 날개가 단위시간에 훑고 지나가는 체적, 즉 체적 속도(volume velocity)를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\dot{M} = \frac{\partial M}{\partial t} = \int \int \rho_0 U_R \frac{\partial h(\xi(t))}{\partial \xi} d\xi dR \quad (4.3)$$

여기서, 다음과 같은 $\partial h(\xi(t))/\partial t = \partial h(\xi)/\partial \xi \cdot \partial \xi/\partial t$ 의 관계를 이용한다. 이를 다시 한번 시간에 대하여 미분하면, 체적 가속도

(volume acceleration)를 구할 수 있다. 즉,

$$\ddot{M} = \int \int \rho_0 U_R^2 \frac{\partial^2 h}{\partial \xi^2} d\xi dR \quad (4.4)$$

단극음원의 세기 \dot{q} 은 단위체적당의 체적 가속도이므로 식 (4.4)로부터 다음과 같이 얻어진다. 즉,

$$a(R, \theta_0) = \dot{q}_s = \rho_0 U_R^2 h''(\xi_0, R) \delta(\xi_n) \quad (4.5)$$

여기서 ξ_n 은 캠버면에 수직한 좌표를 표현한다.

식 (4.1)에 단극음원의 세기 식 (4.5)을 대입하면, 날개수가 B 인 프로펠러의 두께에 기인하여 원음장 $\vec{x}(r, \beta, \theta)$ 에 유기되는 음압의 Fourier 변환을 구할 수 있다.

$$P_a(\vec{x}, \omega) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{B e^{ik_0 r}}{4\pi r} e^{imB(\pi/2 - \theta)} \times \int \int dA \rho_0 U_R^2 h''(\xi_0, R) \times J_{-mB}(k_0 R \sin \beta) e^{imB\theta_0} \times \delta(\omega - mB\Omega) \quad (4.6)$$

5. 수치 계산

정상 하중에 의한 소음의 추정 : 위에서 유도된 식을 확인하기 위하여 예제 계산을 수행하였다. 우선 정상 하중에 의한 소음의 추정을 검증하기 위하여 날개수 $B=2$ 이며 날개단면의 코드 길이가 반경쪽으로 변하지 않는 NACA 0012 단면으로 만들어진 프로펠러를 선정하였다. 이 프로펠러는 전진계수 $J_a=1.0$ 에서 각 단면의 받음각이 영이고, 캠버가 없는 것이 특징이다. 음압 측정점의 거리 $r=1.0m$ 를 택하였고, 회전수(rpm)는 $3600rpm$ 을 택하였으며 프로펠러의 전진비를 변화시킴으로써 프로펠러의 하중변화에 따른 음압수준의 변화를 조사하였다. 예제 계산에 사용된 프

로펠러의 경우 $J_a=1.0$ 에서 프로펠러에 걸리는 하중이 영에 가까울 것이므로 발생하는 소음은 순전히 두께에 의한 소음일 것으로 추정할 수 있는 프로펠러이다.

이 프로펠러가 $J_a=0.5, 0.75, 1.0$ 세 전진계수에서 작동할 때의 음압 수준의 변화를 더욱 최종수[10]의 실험결과와 비교하여 Fig. 5.1에 보인다. 프로펠러의 회전수가 $3600rpm$ 이므로 회전 날개의 기본 날개 통과 주파수(blade passage frequency, BPF)는 $120 Hz$ 가 된다.

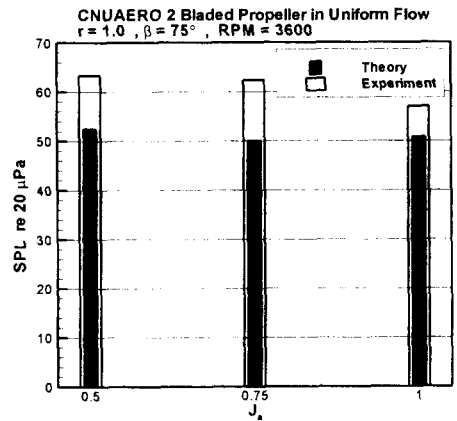


Fig. 5.1 Comparison of SPL at BPF for various advance coefficients

Fig. 5.1에서 $J_a=1.0$ 의 경우 순수한 날개 두께에 의한 음압수준을 나타내고 있으며, 전진계수가 작아지면서 각 날개 단면의 하중이 증가하여 그에 따른 음압수준의 변화를 볼 수 있다. $J_a=0.75$ 의 경우 $J_a=1.0$ 보다 음압수준이 다소 작아지는 경향을 볼 수 있는데 이는 식 (3.17)에 보인바와 같이 $p(\vec{x}, \omega) \propto v^6$ 이므로 하중의 증가에 의한 음압증가량에 비해 유속의 감소에 의한 음압감소량이 더욱 크게 나타나기 때문이다. $J_a=0.5$ 의 경우에는 유속의 감소에 의한

음압감소량이 하중증가에 의한 음압증가량에 비해 상대적으로 작기 때문에 음압수준이 증가함을 보여준다.

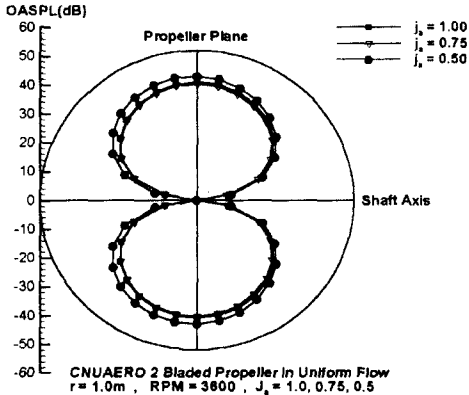


Fig. 5.2 Directivity lobe for a 2 bladed propeller operating in uniform flow, $J_a=1.0, 0.75, 0.5$.

Fig. 5.2는 $r=1.0m$ 떨어진 거리를 유지하고, 프로펠러 축으로부터 β 각을 변화시켜가며 구한 전소음수준(OASPL)의 분포를 보여준다. 이로부터 소음의 방향성을 알 수 있는데, 음압의 크기는 회전면으로부터 회전축의 상류방향 즉, $\beta=120^\circ$ 근처에서 가장 큰 값을 보이고 있으며, 회전축에 가까울수록 그 크기가 줄어들어 영에 수렴하고 있음을 알 수 있다. 전소음수준 역시 음압수준과 마찬가지로 하중의 증가에 따라 증가하는 경향을 보여주고 있다. Fig 5.2는 정상 하중 상태에서의 지배적인 소음원(Gutin noise)인 쌍극의 전형적인 방향성을 보여주고 있다.

비정상 하중에 의한 소음의 추정 :

프로펠러의 비정상 하중 상태에서의 방사 소음 분포를 관찰하기 위하여 프로펠러를 균일 유입유동을 기준으로 경사각을 변화시키며 비정상 하중

을 계산하고, 이에 의해 유기되는 방사 소음을 계산한 결과를 실험결과와 비교하여 Fig. 5.3에 보인다. 프로펠러의 회전축이 유입류에 대하여 경사진 경우 날개에는 규칙적인 하중의 변화가 발생하고 이로부터 정상하중 때보다 더 큰 소음이 발생하게 되며 Fig.5.3은 이를 잘 나타내고 있다. 경사각이 증가할수록 음압수준이 증가함을 볼 수 있으며 실험결과와 비교해 볼 때 비교적 잘 일치하고 있는 것을 볼 수 있다.

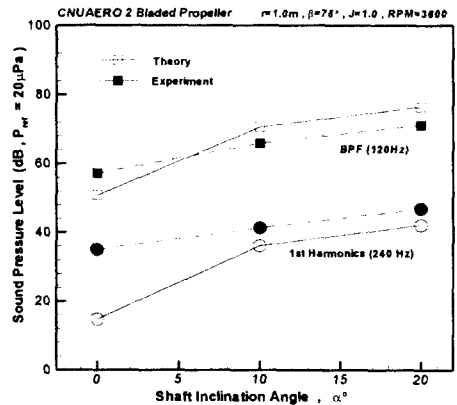


Fig. 5.3 The effect of shaft inclination angles to the SPL at BPF

Fig.5.4는 비정상 하중 상태에서의 전음압수준(OASPL)을 보여주고 있다. 정상 하중 상태의 경우와 마찬가지로, 음압의 크기는 회전면으로부터 회전축의 상류방향 즉, $\beta=100^\circ$ 근처에서 가장 큰 값을 보이고 있으며, 회전축에 가까울수록 그 크기가 줄어들고 있음을 알 수 있다. 경사각이 증가하면서 정상하중 때보다 더 큰 소음이 발생하는 것을 볼 수 있으며, 정상하중 때와는 달리 프로펠러의 회전축 방향으로 비정상 하중의 영향에 의한 방사 소음이 나타나는 것을 볼 수 있다.

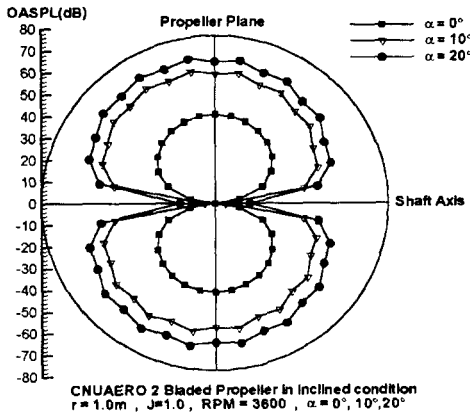


Fig. 5.4 Directivity lobe for a 4 bladed propeller operating in inclined condition, $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$

수중 프로펠러의 방사소음 :

선박의 후류 불균일 반류에서 작동하는 프로펠러에 의해 유발되는 수중 소음을 계산하기 위하여 DTMB 4118 프로펠러를 선택하였다. 이 프로펠러는 3개의 날개를 가진 설계 전진계수 $J_a = 0.833$ 이며, 스쿼와 레이크가 없는 단순한 형상의 프로펠러이나 불균일 유동장에서의 비정상

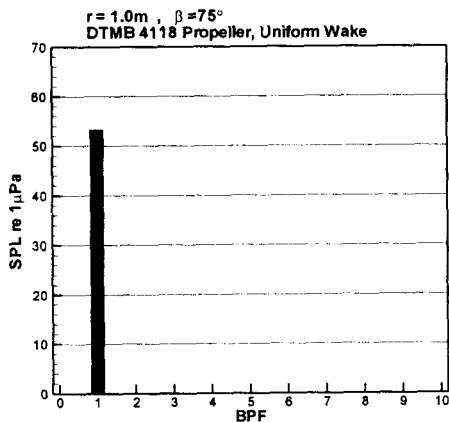


Fig. 5.5 Sound pressure level induced by a 3 bladed 4118 propeller in uniform flow

성능해석에 관한 실험자료가 많아 널리 사용되 는 프로펠러이다. 여기서는 우선 정상 상태에서 작동하는 경우의 음압수준 및 전 음압 수준 분포 를 Fig. 5.5 - 5.6에 보이기로 한다.

이 프로펠러를 3차와 4차 조화함수가 포함된 반류 중에서 작동하게 한 후에 이로부터 유발된 음압 수준을 계산하여 Fig. 5.7에 보였다. 예상대로 고차의 방사 소음이 많이 발생함을 관찰할 수 있다.

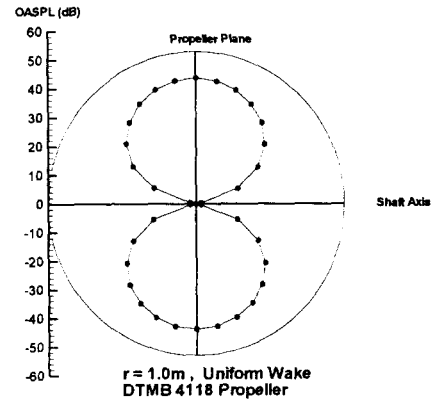


Fig. 5.6 Overall sound pressure level induced by a 3 bladed 4118 propeller in uniform flow

Fig. 5.8는 위와 동일한 상태에서 작동하는 DTMB 4118 프로펠러에 의해 유발된 전음압 수준의 분포를 보여준다. 그림으로부터 음압의 분포 양상이 정상 상태에서 작동하는 프로펠러에 의해 유발된 소음과는 상당히 다른 것을 알 수 있다. 전체적인 음압의 수준이 증가하는 것은 새로이 3차 및 4차의 조화성분이 추가된 때문이며, 특히 $\beta = 0^\circ$ 또는 $\beta = 180^\circ$ 근처의 거동은 정상상태의 경우와 완전히 다른 것을 볼 수 있다. 고차 성분의 영향은 음압 분포를 전체적으로 균일하게 분포 시키는 경향을 갖고 있음을 알 수 있다.

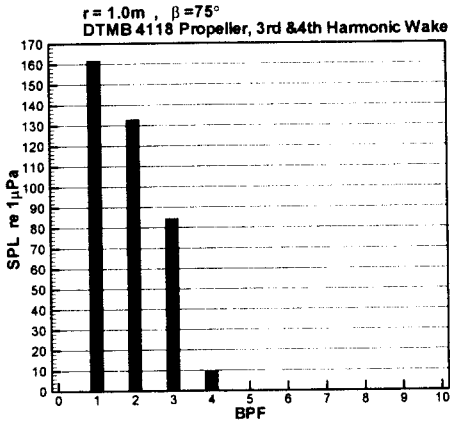


Fig. 5.7 Sound pressure level induced by DTMC 4118 propeller operating in combined 3rd and 4th harmonic wakes

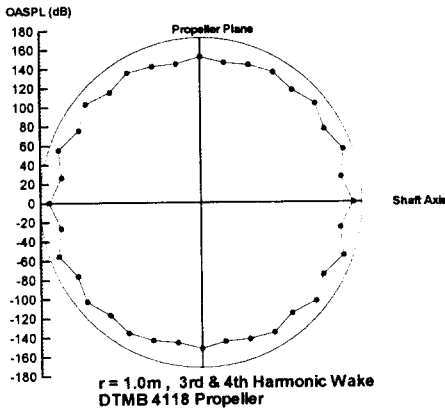


Fig. 5.8 Overall sound pressure level induced by DTMC 4118 propeller operating in combined 3rd and 4th wakes

6. 결론

1. 캐비테이션이 발생하지 않는 프로펠러의 정상 및 비정상 하중에 의해 음장에 유기되는 소음

의 수준을 추정하는 이론을 정립하였으며, 수치 계산 모형을 완성하였다.

2. 음압 스펙트럼에서 날개 통과 진동수의 배수의 소음만이 발생한다는 것을 보였으며, 이때 적용되는 파수는 반류의 불균일성에 기인하는 조화성분과 프로펠러의 회전에 의해 발생하는 Doppler 효과가 고려되도록 표현되어야 함을 보였다.

3. Gutin 소음의 추정 결과 기존에 발표된 결과와 유사한 경향을 주는 것이 확인되었다.

4. 비정상 하중에 의해 유발되는 소음이 프로펠러 축 방향으로 방사되는 특징이 관찰되었다.

5. 본 연구에서 확인된 프로펠러에 작용하는 불균일 하중에 의한 소음을 추정하는 기법은 공기 중에서 작동하는 공기 부양선이나 WIG(Wing In Ground) 효과선의 프로펠러에 의해 유발되는 소음을 추정하는 데에 직접 응용이 가능할 것이다.

후 기

본 논문은 1997년도 한국학술진흥재단 대학교 수 해외과건 연구지원에 의하여 연구되었습니다.

참 고 문 헌

- [1] Goldstein, M.E., *Aeroacoustics*, McGraw-Hill International Book Company, 1976.
- [2] Lighthill, M.J., "On sound generated aerodynamically, I - General Theory," *Proc., Royal Society*, 211A, 1, pp 27-50, 1968.
- [3] Curle, N., "The influence of solid boundaries on aerodynamic sound," *Proc., Royal Society*, 231A, 505-514, 1955.
- [4] Ffowcs-Williams J.E. and Hawkings, D.H., "Sound generated by turbulence and surfaces in arbitrary motion," *Philosophical Trans., Royal Society of London*, 264A, 321-342, 1969.
- [5] Kozaczka, E., "Sound radiation produced by a ship propeller," *Archives of*

- Acoustics, 4, 3, 1979.
- [6] Blake, W.K., Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration, Vol I and II, Academic Press, 1986.
- [7] Dowling, A.P. and Ffowcs Williams, J.E., Sound and Sources of Sound, Ellis Horwood Limited, 1983.
- [8] Kerwin, J.E. and Lee, C.-S., "Prediction of Steady and Unsteady Marine Propeller Performances by Numerical Lifting Surface Theory," Trans. SNAME, Vol. 86, 1978.
- [9] Abramowitz, M. and Stegun, I.A., Handbook of Mathematical Functions, Dover, 1972.
- [10] 이육, 최중수, "축류팬에서의 광대역 소음 발생에 대한 실험적 연구," 유체기계학회 1998 추계학술대회, 서울대학교, 1998.