

수중표적의 시간영역 음파 후방산란 신호 모의

Simulation of Time-Domain Acoustic Wave Signals Backscattered from Underwater Targets

김 국 현*, 조 대 승**, 성 우 제***
(Kookhyun Kim*, Dae-Seung Cho**, Woojae Seong***)

*(주)한진중공업, **부산대학교 조선해양공학과, ***서울대학교 조선해양공학과
(접수일자: 2007년 9월 28일; 수정일자: 2007년 12월 4일; 채택일자: 2008년 4월 7일)

본 연구에서는 물리광학법 (physical optics)과 푸리에 변환 (Fourier transform)을 바탕으로 잠수함과 같이 크고 형상이 복잡한 수중표적의 시간영역 음파 후방산란 신호를 모의하기 위한 수치해석방법을 구현하였다. 키르코프-헬름홀츠 적분식 (Kirchhoff-Helmholtz integral equation)에 키르코프 근사이론 (Kirchhoff approximation)을 적용하여 유도한 물리광학법을 바탕으로 수중표적의 후방산란 음파에 대한 주파수 응답을 계산하였으며, 시간영역 신호모의를 위해 구해진 주파수 응답에 고속 역푸리에 변환 (inverse fast Fourier transform)을 취하였다. 입사 음파의 직접조사 면적을 산정하기 위한 적응 삼각형 빔 방법과 다중반사 효과를 고려하기 위한 가상면 개념을 도입하였다. 평면 음파가 정사각형 평판에 수직으로 입사하는 경우에 대한 수치해석 결과를 시간영역 물리광학법에 근거한 해석해와 비교하여 본 연구에서 구현한 수치해석방법의 정확성을 검증하였으며, 반구형 원통모델에 대한 수치모의 결과를 측정결과와 비교하여 본 연구방법이 거울반사 (specular reflection) 효과가 우세한 경우에 유효한 해를 제공할 수 있으나 작은 표적에 대해서는 오차를 줄 수 있음을 확인하였다. 또한, 이상화된 잠수함 모델에 대한 수치해석을 통해 실제 수중표적에 대한 시간영역 후방산란 해석으로의 적용 가능성을 확인하였다.

핵심용어: 물리광학법, 푸리에 변환, 적응 빔 삼각형 방법, 가상면 개념, 해석적 시간영역 물리광학법

투고분야: 수중음향 분야 (5.2)

In this study, a numerical method for a time-domain acoustic wave backscattering analysis is established based on a physical optics and a Fourier transform. The frequency responses of underwater targets are calculated based on physical optics derived from the Kirchhoff-Helmholtz integral equation by applying Kirchhoff approximation and the time-domain signals are simulated taking inverse fast Fourier transform to the obtained frequency responses. Particularly, the adaptive triangular beam method is introduced to calculate the areas impinged directly by acoustic incident wave and the virtual surface concept is adopted to consider the multiple reflection effect. The numerical analysis result for an acoustic plane wave field incident normally upon a square flat plate is coincident with the result by the analytic time-domain physical optics derived theoretically from a conventional physical optics. The numerical simulation result for a hemi-spherical end-capped cylinder model is compared with the measurement result, so that it is recognized that the presented method is valid when the specular reflection effect is predominant, but, for small targets, gives errors due to higher order scattering components. The numerical analysis of an idealized submarine shows that the established method is effectively applicable to large and complex-shaped underwater targets.

Keywords: Physical optics, Fourier transform, Adaptive triangular beam method, Virtual surface concept, Analytic time-domain physical optics

ASK subject classification: Underwater Acoustics (5.2)

I. 서론

능동소나 (active sonar)는 저소음 잠수함 탐지, 기뢰 탐지 등과 같은 군사용 목적과 어군탐지, 해저지형 및 지질 탐사 등과 같은 상업용 목적으로 매우 폭 넓게 사용된다. 능동소나는 일반적으로 펄스음파를 보내고 수중표적에 반사 및 산란되어 되돌아오는 신호를 이용하므로 수중표적에 대한 시간영역에서의 음파 후방산란 신호를 실제에 가깝게 해석하거나 재현하는 기술은 강인하고 정확한 능동소나의 신호처리 알고리즘 개발에 있어서 필수적인 요소이다 [1].

과거에는 시간영역 음파 신호 모의를 위해 하이라이트 분포모델 (highlight distribution model) [2]과 같은 단순모델이 주로 사용되어왔다. 이 방법은 연산 부담이 적어 신속한 신호 모의 (simulation)가 가능하지만, 유한개의 하이라이트만을 사용하므로 실 표적에 가까운 신호 모의가 어려운 단점도 있다. 반면, 최근에는 연산효율이 우수하고 정확도 높은 주파수 영역 수치해석방법들의 등장에 따라 푸리에 변환 (Fourier transform) [3]을 이용해 실 표적에 가까운 시간영역 음파 후방산란 신호 모의가 가능하게 되었으며, 컴퓨터 연산속도 향상으로 인해 그 효율성은 더욱 증대되고 있다.

주파수 영역 수치해석방법으로는 경계요소법 [4], 유한요소법 [5] 등과 같은 저주파수 해석방법과 물리광학법 [6-8], 기하광학법 [9], 물리회절이론 [10], 기하회절이론 [11] 등과 같은 고주파수 해석방법이 있다. 저주파수 해석방법은 임의의 형상에 대한 정확한 해를 제공할 수 있으나, 표적의 크기가 클수록 연산 부담과 오차가 기증되는 단점이 있다. 따라서 잠수함과 같이 크고 복잡한 형상의 수중표적에 대한 음파 후방산란 해석에는 고주파수 해석방법이 주로 적용되고 있다.

본 연구에서는 고주파수 수치해석 방법인 물리광학법과 푸리에 변환을 이용해 잠수함과 같이 크고 형상이 복잡한 수중표적의 시간영역 음파 후방산란 신호를 모의하였다. 이를 위해 고속 푸리에 변환 (fast Fourier transform)을 이용하여 입사 음파의 주파수 응답을 구하고 이에 상응하는 대상 표적의 후방산란 주파수 응답을 물리광학법을 적용해 구한다. 다시 고속 역푸리에 변환 (inverse fast Fourier transform)을 취하여 시간영역 음파 후방산란 신호를 계산하였다. 본 연구결과의 타당성을 살펴보기 위해 완전반사 정사각형 평판에 대한 음파 후방산란 신호를 모의하고 그 결과를 이론적으로 유도된 해석적 시간영역 물리광학법 (analytic time-domain physical optics)

의 해와 비교하였으며, 반구형 원통모델에 대한 수치모의 결과를 측정결과와 비교하여 본 연구방법의 적용가능 범위에 대해 살펴보았다. 또한, 실제 수중표적으로의 적용가능성을 살펴보기 위해 이상화된 잠수함 형상에 대한 수치모의를 실시하고 그 결과를 고찰하였다.

II. 해석 이론

2.1. 시간영역 음파 후방산란 신호 해석

그림 1과 같이 평면 음파 (acoustic plane wave)가 표적 중심을 향해 입사하는 경우, 입사와 표적의 산란에 의한 공간 상 임의 위치에서의 음압 (acoustic pressure)은 식 (1)과 같은 키르코프-헬름홀츠 적분식 (Kirchhoff-Helmholtz integral equation)으로부터 구할 수 있다 [12].

$$P_s(\vec{r}, \omega) = \int_S \left[G(\vec{r}, \vec{r}') \frac{\partial P(\vec{r}')}{\partial n} - P(\vec{r}') \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}')}{\partial n} \right] dS \quad (1)$$

여기서, $P_s(\vec{r}, \omega)$ 는 산란 음압의 주파수 응답, $P(\vec{r}')$ 는 표적면에 입사와 산란에 의해 유기되는 음압을 나타내며, \vec{r} 은 수신기 (receiver) 위치벡터, \vec{r}' 은 표적면의 임의 위치 벡터, $\omega (= 2\pi f)$ 는 음파의 각주파수 (circular frequency), f 는 주파수를 의미한다. $G(\vec{r}, \vec{r}')$ 는 그린함수 (Green function)이며, 수신기가 표적 중심으로부터 충분히 멀리 떨어져 있다고 가정할 경우, 그린함수와 그 법선 방향 편미분은 식 (2)와 식 (3)으로 근사된다.

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{e^{-jk_s \cdot (\vec{r} - \vec{r}')}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|} \approx \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} e^{jk_s \cdot \vec{r}'} \quad (2)$$

$$\frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}')}{\partial n} = -\left(jk + \frac{1}{r}\right) \cos \phi_s G(\vec{r}, \vec{r}') \approx -jk \cos \phi_s G(\vec{r}, \vec{r}') \quad (3)$$

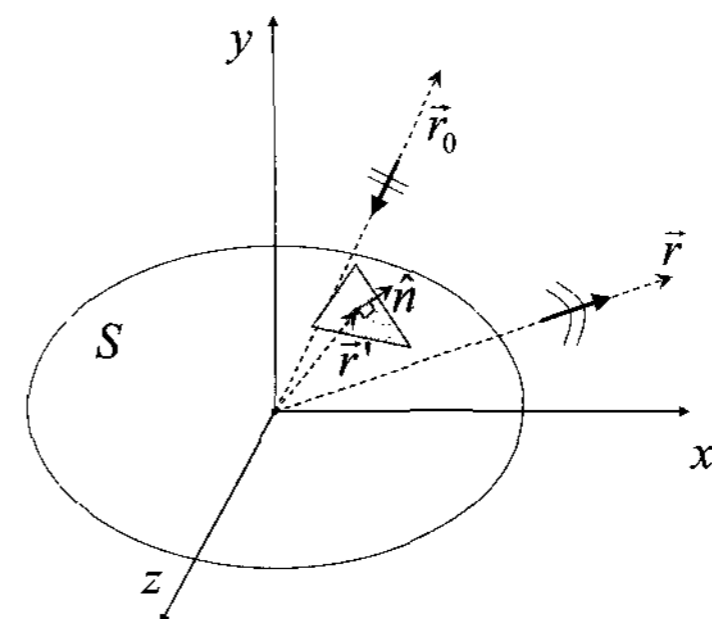


그림 1. 표적면에 입사하는 음파 및 좌표계
Fig. 1. Acoustic wave incident to target surface and its coordinates.

여기서, j 는 단위허수이며, $r(=|\vec{r}|)$ 은 원점에서 수신기까지의 거리, $k(=|k_i|=|k_s|=\omega/c)$ 는 파수 (wavenumber), \vec{k}_i 와 \vec{k}_s 는 입사 음파와 산란 음파의 파수 벡터 (wave-number vector), c 는 음속, ϕ_s 는 표적면의 법선벡터 \hat{n} 과 산란 방향벡터 $\vec{r}-\vec{r}'$ 가 이루는 각도를 나타낸다.

한편, 물리광학법의 이론적 배경이 되는 키르코프 근사이론 (Kirchhoff approximation theory)을 적용하면 표적면에 유기되는 음압은 식 (4)가 된다.

$$P(\vec{r}') = P_i(\vec{r}') + P_s(\vec{r}') \quad (4)$$

여기서, $P_i(\vec{r}')$ 과 $P_s(\vec{r}')$ 은 표적면 임의 위치에서의 입사 및 산란 음압을 각각 나타내며, 이 때, 그린함수와 마찬가지로 수신기가 표적 중심으로부터 충분히 멀리 떨어져 있다고 가정할 경우, 각각의 음압과 그 법선방향 편미분은 식 (5)에서 식 (8)과 같이 근사된다.

$$P_i(\vec{r}') = P_0(\vec{r}_0, \omega) e^{jk_i \cdot \vec{r}'} \quad (5)$$

$$\frac{\partial P_i(\vec{r}')}{\partial n} \simeq -jk \cos \phi_i P_i(\vec{r}') = -jk \cos \phi_i P_0(\vec{r}_0, \omega) e^{jk_i \cdot \vec{r}'} \quad (6)$$

$$P_s(\vec{r}') = \Gamma P_i(\vec{r}') = \Gamma P_0(\vec{r}_0, \omega) e^{jk_i \cdot \vec{r}'} \quad (7)$$

$$\frac{\partial P_s(\vec{r}')}{\partial n} = -\Gamma \frac{\partial P_i(\vec{r}')}{\partial n} = jk \cos \phi_i \Gamma P_0(\vec{r}_0, \omega) e^{jk_i \cdot \vec{r}'} \quad (8)$$

여기서, \vec{r}_0 는 송신기 (transmitter)의 위치벡터이며, r 는 표적면의 법선벡터 \hat{n} 과 입사방향벡터 $\vec{r}_0-\vec{r}'$ 가 이루는 각 ϕ_i 에 대한 복소 반사계수 (complex reflection coefficient)를 의미한다. 또한, $P_0(\vec{r}_0, \omega)$ 은 입사 음파에 대한 주파수 응답으로서, 입사 음파의 시간이력 $p_i(\vec{r}_0, t)$ 에 대한 푸리에 변환이다.

식 (2)~(4)를 식 (1)의 우변에 대입한 후, 송수신기 위치가 z -축 상 동일한 위치에 있는 경우 (monostatic: $\phi_i = \phi_s = \phi$, $\vec{r}_0 = \vec{r}$)에 대해 정리하면 식 (1)은 식 (9)가 된다.

$$P_s(\vec{r}, \omega) = -\frac{jk}{2\pi r} e^{-jkr} \int_S \Gamma e^{jkz'} P_i(\vec{r}') \cos \phi dS \quad (9)$$

여기서, z' 은 표적면 임의 위치벡터 \vec{r}' 의 z -축 성분이다.

또한, 그림 2와 같이 수중표적이 유한개의 평판요소의 조합으로 구성되어 있다면, 식 (9)는 식 (10)으로 다시 쓸 수 있다.

$$P_s(\vec{r}, \omega) = -\frac{jk}{2\pi r} P_0(\vec{r}, \omega) e^{-jkr} \sum_{i=1}^M \left[\Gamma \int_{S_i} e^{2jkz'} dx' dy' \right] \quad (10)$$

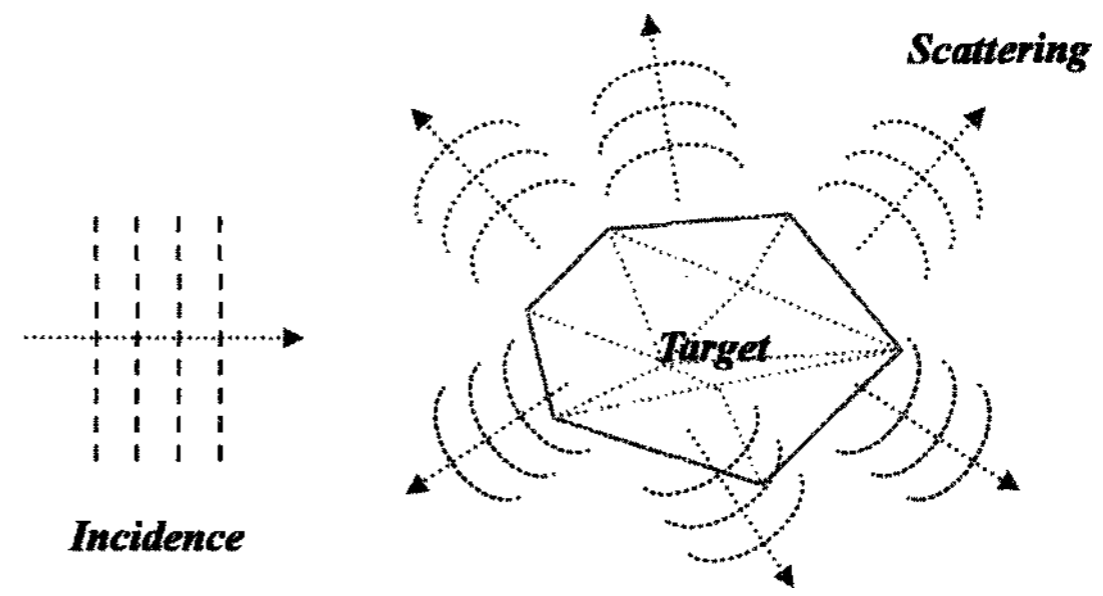


그림 2. 수중표적의 요소분할
Fig. 2. Element division of underwater target.

여기서, s_i 는 i -번째 평판을 나타내며, x' 및 y' 는 임의 위치벡터 \vec{r}' 의 x - 및 y -축 성분이다. 이 때, 식 (10)의 위상적분 항은 해석해 [13]를 이용해 쉽게 계산할 수 있다.

한편, 후방산란 음파의 시간이력 $p_s(\vec{r}_s, t)$ 은 식 (10)에 정의된 후방산란 음파의 주파수 응답 $P_s(\vec{r}, \omega)$ 에 대한 역푸리에 변환 (inverse Fourier transform)이며, 본 논문에서는 고속 역푸리에 변환을 적용하였다.

2.2. 은면과 가시면 산정

키르코프 근사이론에서는 표적을 구성하는 표적면들 중에서 음파 에너지가 직접 조사되는 부분만이 후방산란 신호에 기여한다고 가정하므로 이를 위한 적절한 기법이 적용되어야 한다.

일반적으로 볼록면 (convex surface)으로만 구성된 수중표적면의 경우 각각의 평면 요소의 법선벡터의 z -축 성분이 양 (+)인지 음 (-)인지 여부만 판단하면 되지만, 표적면이 오목면 (concave surface)으로 구성되어 있는 경우에는 평면 요소간에 은면과 가시면이 나타나게 된다.

이에 본 연구에서는 은면과 가시면 산정을 위해 표적면을 구성하는 평면요소들의 크기에 상관없이 삼각형 빔에 해당하는 음파와 이에 조사되는 표적면과의 교적을 이용하여 가시면을 삼각형 면으로 자동 재분할 하는 적응 삼각형 빔 방법 [14]을 적용하였다. 그림 3은 직육면체 앞에 삼각형 표적면 A가 놓여 있을 경우 삼각형 요소에 의한 직육면체를 구성하는 표적면 요소 분할 방법을 개략적으로 도시한 것이며, 그 절차는 다음과 같다.

- Ⓐ 직육면체의 표면을 삼각형 요소로 분할 (그림 3a)
- Ⓑ 법선벡터의 z -성분이 음 (-)인 경우 해당 삼각형 요소 삭제 (그림 3b)
- Ⓒ 삼각형면 A의 좌변의 연장선을 긋고 다른 삼각형 요소들의 변과 만나는 점을 포함하는 세부삼각형 요소로 분할 (그림 3c)
- Ⓓ 삼각형면 A의 우변에 대해 Ⓒ과정을 반복 (그림 3d)

- ㉔ 세부삼각형 요소들을 은면 (hidden surface)과 가시면 (visual surface)으로 분류 (그림 3e)
- ㉕ 은면 삭제 (그림 3f)

2.3. 다중반사 효과의 산정

본 연구에서는 복잡한 형상을 갖는 수중표적에 대한 다중반사효과를 고려하기 위해 그림 4에 보인 바와 같은 가상면 개념 (virtual surface concept) [13]을 적용하였다. 이는 스넬법칙 (Snell's law)을 이용해 단일반사가 일어나는 가시면 (surface ㉑)에 대한 2차 이상의 반사면 (surface ㉒)을 추적해 반사경로 전체의 길이를 계산한 후, 그 절반에 해당하는 위치에 가상면 (surface ㉓)을 구하고 이에 대해 식 (10)을 계산하는 방법이다. 이 때, 최종 반사면은 surface ㉑에 의해 가려진 부분은 제외한다.

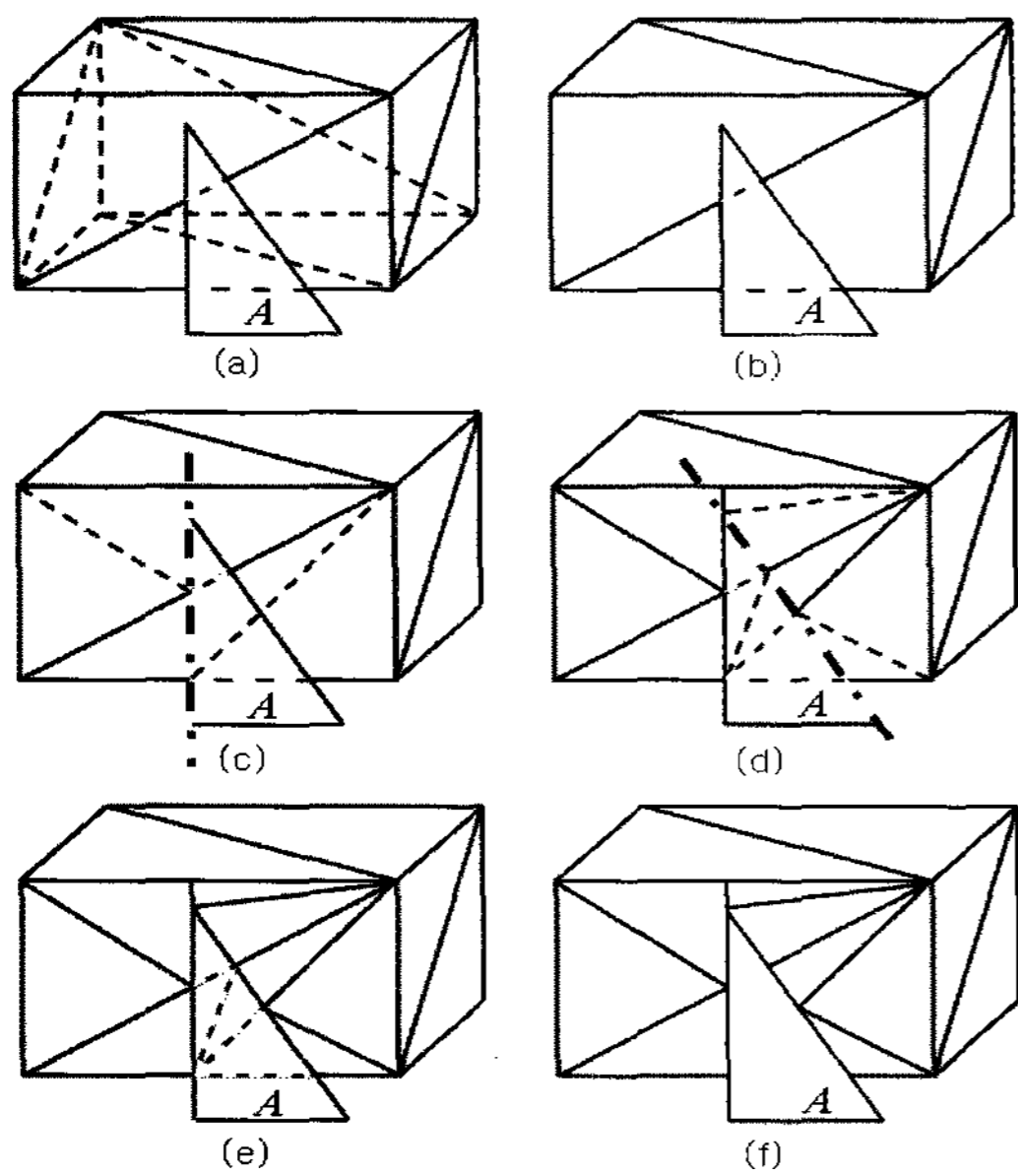


그림 3. 적응 삼각형 빔 방법
Fig. 3. Adaptive triangular beam method.

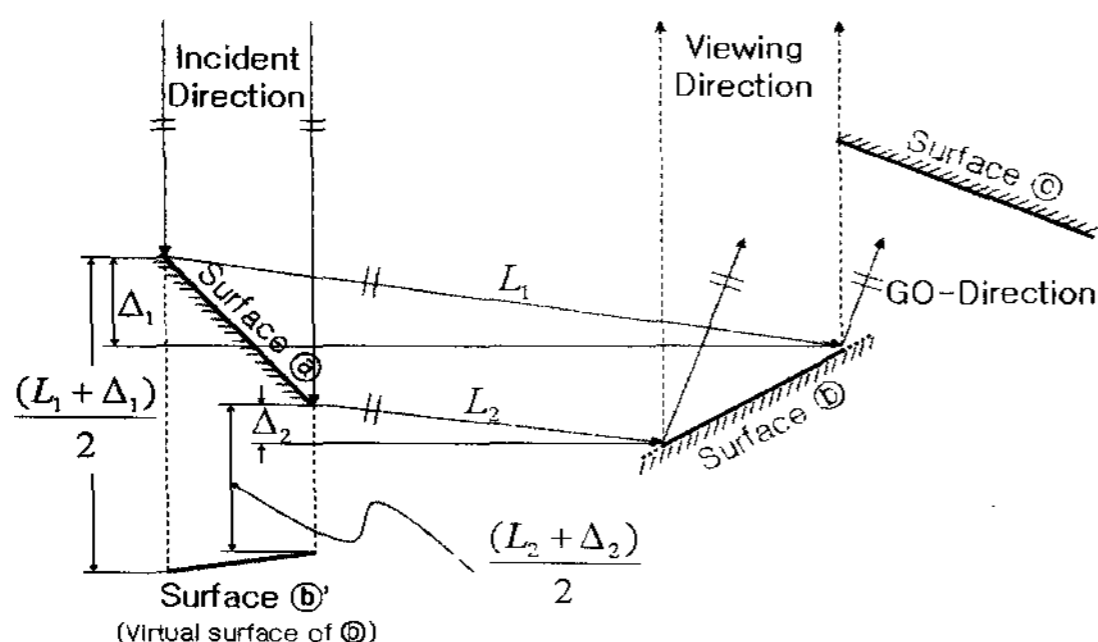


그림 4. 가상면 개념
Fig. 4. Virtual surface concept.

III. 수치 해석

본 연구에서 구현한 시간 영역 후방산란 신호 모의방법의 타당성을 검증하고 실제 수중표적에 대한 적용 가능성을 고찰하기 위해 정사각형 평판, 반구형 원통 모델, 이상화 잠수함 모델 등에 대한 수치모의 (numerical simulation)를 수행하였다. 이 때, 표적면은 강체 (rigid, $r=1$)로 가정하였다.

3.1. 정사각형 평판 모델

정사각형 평판 모델은 그림 5에 보인 바와 같이 1m x 1m 크기이며, 수치모의는 평면 음파가 $z=375\text{m}$ 로부터 수직 입사하는 경우에 대해 수행되었다. 이 때, 입사 음파로 식 (11)과 같은 변조된 가우시안 펄스 (modulated Gaussian pulse)를 사용하였으며, 변조주파수 (modulated frequency)는 50 kHz, 펄스 폭은 0.05 msec, 시간지연은 펄스폭의 2배에 해당하는 0.1 msec이다.

$$p_i(\vec{r}, t) = \sin(2\pi f_c t) e^{-\{(t-t_0)/T_s\}^2} \quad (11)$$

여기서, f_c 는 변조주파수, t_0 는 지연시간, T_s 는 펄스 폭을 나타낸다.

정확도 검증을 위해 식 (12)와 같은 평판의 후방산란 신호 시간 이력에 대한 해석해와 비교하였다.

$$p_s(\vec{r}, t) = -\frac{f_c S}{rc} e^{\{(r-t_0-r/c)/T_s\}^2} \cdot \left\{ \cos(2\pi f_c \tau) - \frac{(r-t_0-r/c)}{\pi f_c T_s^2} \sin(2\pi f_c \tau) \right\} \quad (12)$$

여기서, $\tau = t - r/c$ 이다.

이 때, 식 (12)는 해석적 시간영역 물리광학법 (analytic time-domain physical optics)으로 불리며, 자세한 유도 과정은 부록에 수록하였다.

수치모의결과는 그림 6에 해석적 시간영역 물리광학

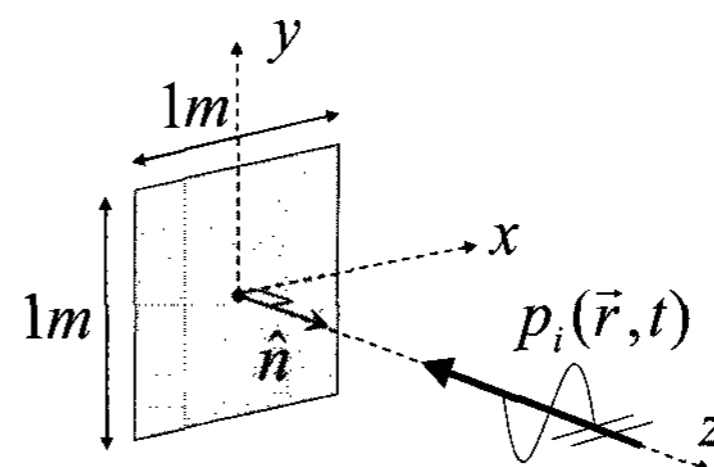


그림 5. 정사각형 평판 모델
Fig. 5. Square flat plate model.

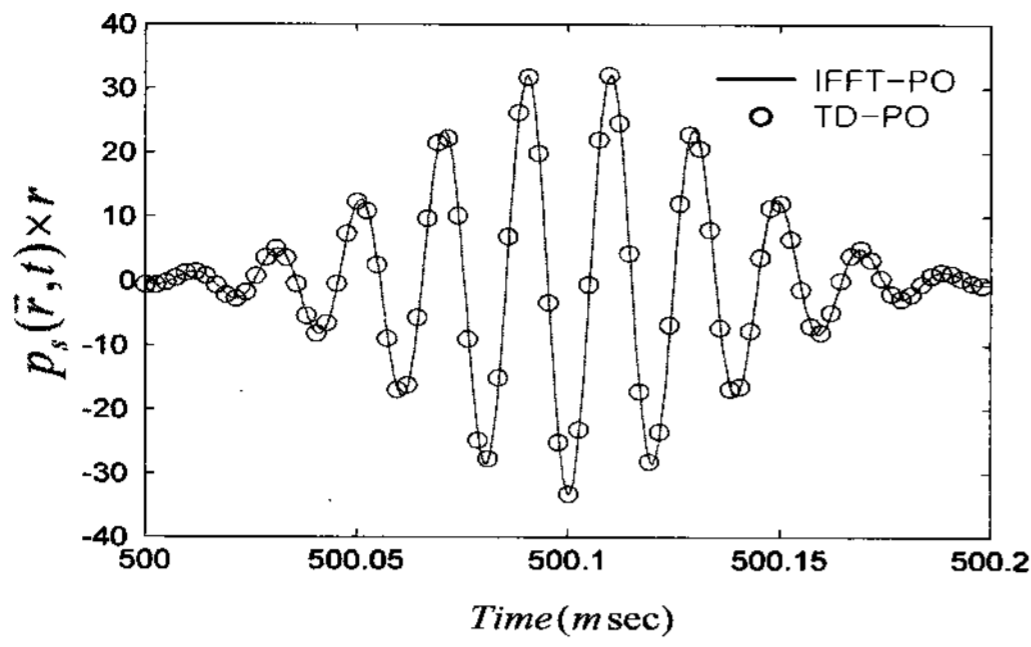


그림 6. 제안한 방법 (IFFT-PO)과 해석적 시간영역 물리광학법 (TD-PO)에 의한 정사각형 평판의 후방산란 음향 신호 해석결과 비교

Fig. 6. Comparison of acoustic signals backscattered from the square flat plate by the proposed method (IFFT-PO) and the analytic time-domain physical optics (TD-PO).

법에 의한 결과와 함께 도시하였다. 본 연구에서 구현한 수치모의결과는 "IFFT-PO", 해석적 시간영역 물리광학법에 의한 결과는 "TD-PO"로 표시하였으며, 서로 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

3.2. 반구형 원통 모델

반구형 원통 모델 (hemispherically end-capped cylinder model)은 박상현 [15]이 표적강도 측정에 사용한 잠수함의 압력선체 (submarine pressure hull) 형상이며, 전체 길이가 0.3 m, 원통 직경이 0.1 m이다 (그림 7a).

참고문헌 [15]에 의하면 측정 시 표적 중심으로부터 음파 송수신기까지의 거리는 2.15 m이며, 이는 표적의 최대 특성 길이 (maximum characteristic length = 0.3 m)를 감안할 때, 점음원의 원거리 음장 기준 (far-field criterion, $r > 2L^2/\lambda$, L : 특성 길이 (characteristic length), λ : 파장) [16]을 만족하지 못한다. 따라서 근거리장 (near-field)에서의 수치모의가 필요하며 [17], 본 연구에서는 대상 표적을 입사각도 별로 구면투영법 (spherical projection method)을 이용해 원근변환 (far-to-near field transform)한 후 수치모의를 실시하였다. 참고로, 그림 7b는 음파가 대상 표적의 옆면으로 수직입사 ($\theta = 90^\circ$)할 경우에 대해 대상 표적의 원근 변환한 후의 형상을 나타낸 것으로서 근거리 효과에 의해 형상이 다소 왜곡되어 나타나고 있다.

수치모의는 주파수가 120 kHz이고 펄스길이가 0.1 msec인 연속음파가 입사하는 경우에 대해 수행되었으며, 그 결과로부터 첨두치 표적강도 (peak target strength)를 구하고 그림 8에 측정결과 [15]와 비교하였다. 이때 음파 입사각도 θ 의 간격은 측정에서와 같은 0.9° 이다.

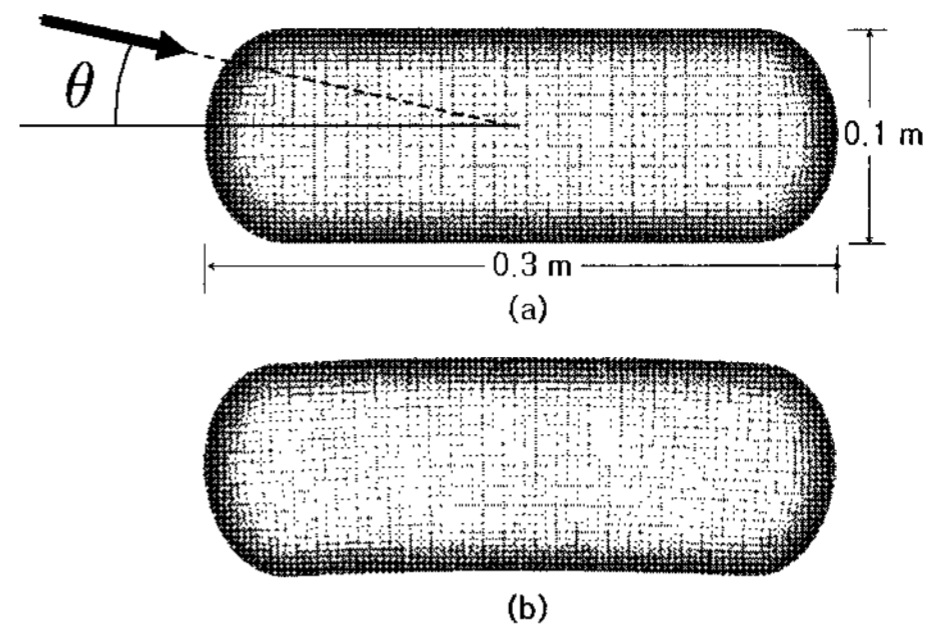


그림 7. 반구형 원통 모델: (a) 원래 모델 및 (b) 원근 변환 모델
Fig. 7. Hemi-spherically end-capped cylinder model: (a) the original model and (b) the perspective transformed model.

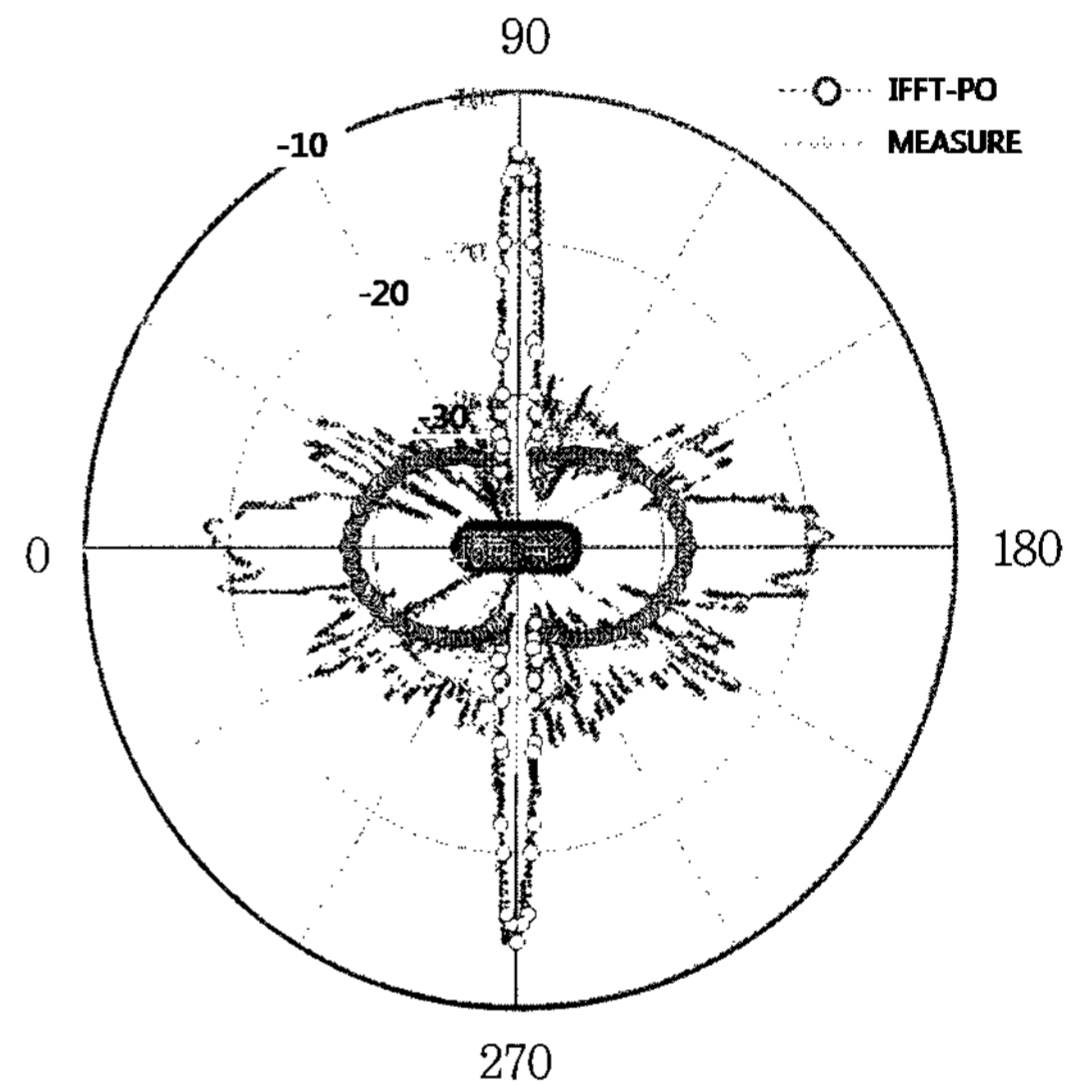


그림 8. 반구형 원통 모델의 표적강도 수치 모의결과 (IFFT-PO) 및 측정결과 (MEASURE) 비교

Fig. 8. Comparison between the numerical simulation results (IFFT-PO) and the measured data (MEASURE) of the target strength of spherical end-capped cylinder model.

$\theta = 90^\circ$ 과 $\theta = 270^\circ$ 부근에서의 수치모의 결과는 측정결과와 잘 일치하고 있으나, 그 외 입사각도에서는 측정결과와 차이를 보인다. 특히, $\theta = 0^\circ$ 과 $\theta = 180^\circ$ 부근에서는 최대 10 dB 정도의 큰 차이를 보이고 있다. 이러한 차이는 본 연구에서 모의할 수 있는 거울반사 (specular reflection) 효과 이외의 회절, 브로쉬 파 (bloch wave) 등과 같은 고차 산란 성분이 지배적으로 나타나기 때문인 것으로 추정된다. 그러나 현 단계에서는 측정결과로부터 해당각도에 대한 산란 메커니즘 파악이 어려우므로 향후 이에 대한 별도의 논의가 필요할 것으로 판단된다.

3.3. 이상화 잠수함 모델

이상화 잠수함 모델은 DRDC (defence research

and development Canada)에서 잠수함 표적강도 모의를 위해 개발한 가상의 수중 표적모델 [18]이며, 그 형상은 그림 9에 보인 바와 같이 함수구조 (bow structure), 주선체 (main body), 전망탑 (sail), 꼬리날개 (tail), 함미구조 (stern structure) 등의 세부구조물로 구성되어 있다. 또한, 길이, 폭, 높이가 각각 62.0 m, 7.0 m, 10.5 m이며, 이에 대한 세부사항은 해당 참고문헌에 자세히 명시되어 있다. 참고로, 본 연구에서는 대상 표적의 표적면을 9,356개의 삼각형 요소로 모델링하였다.

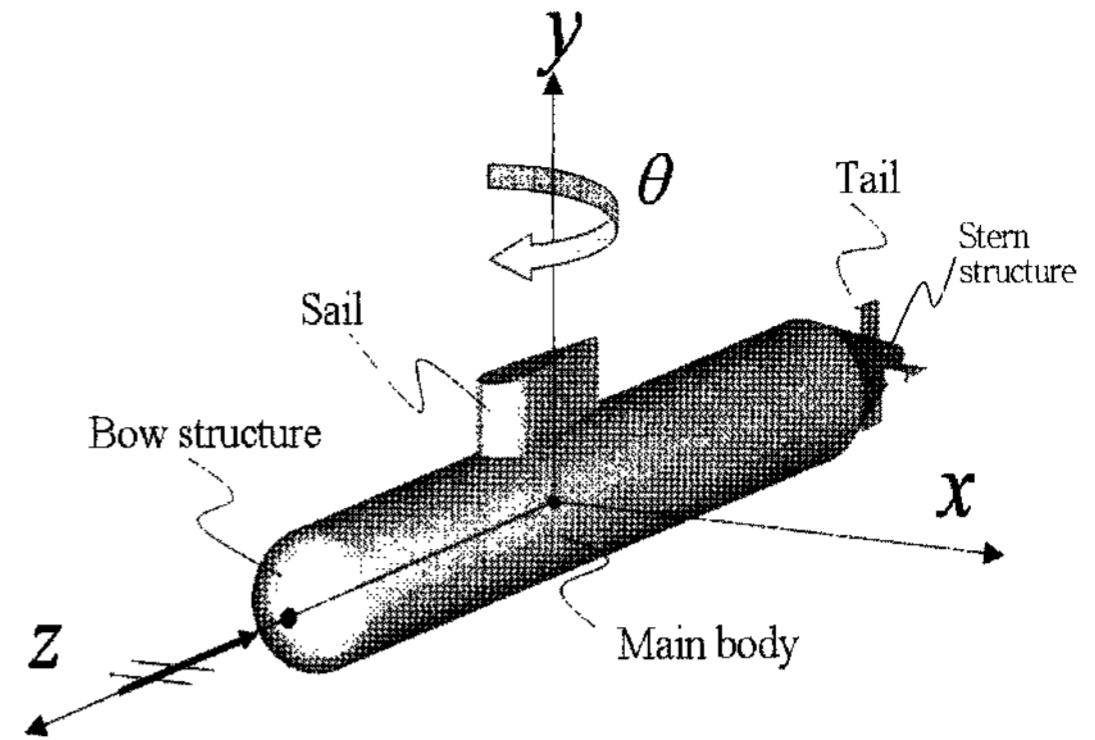


그림 9. 이상화된 잠수함 모델
Fig. 9. Idealized submarine model.

송수신 소나의 위치는 표적 중심으로부터 1km 떨어져 있으며, 입사 음파의 주파수는 50 kHz, 펄스 길이가 10 msec인 sine 파를 사용하였다. 이 때, 대상 표적을 y-축에 대해 0°에서 180°까지 30° 간격으로 회전시키면서 수치모의를 실시하였다. 여기서, 이상화 잠수함의 함수방향이 z-축 방향과 일치할 때를 0°로 정의하였으며, 이 때 회전 중심은 표적의 기하학적 중심점이다.

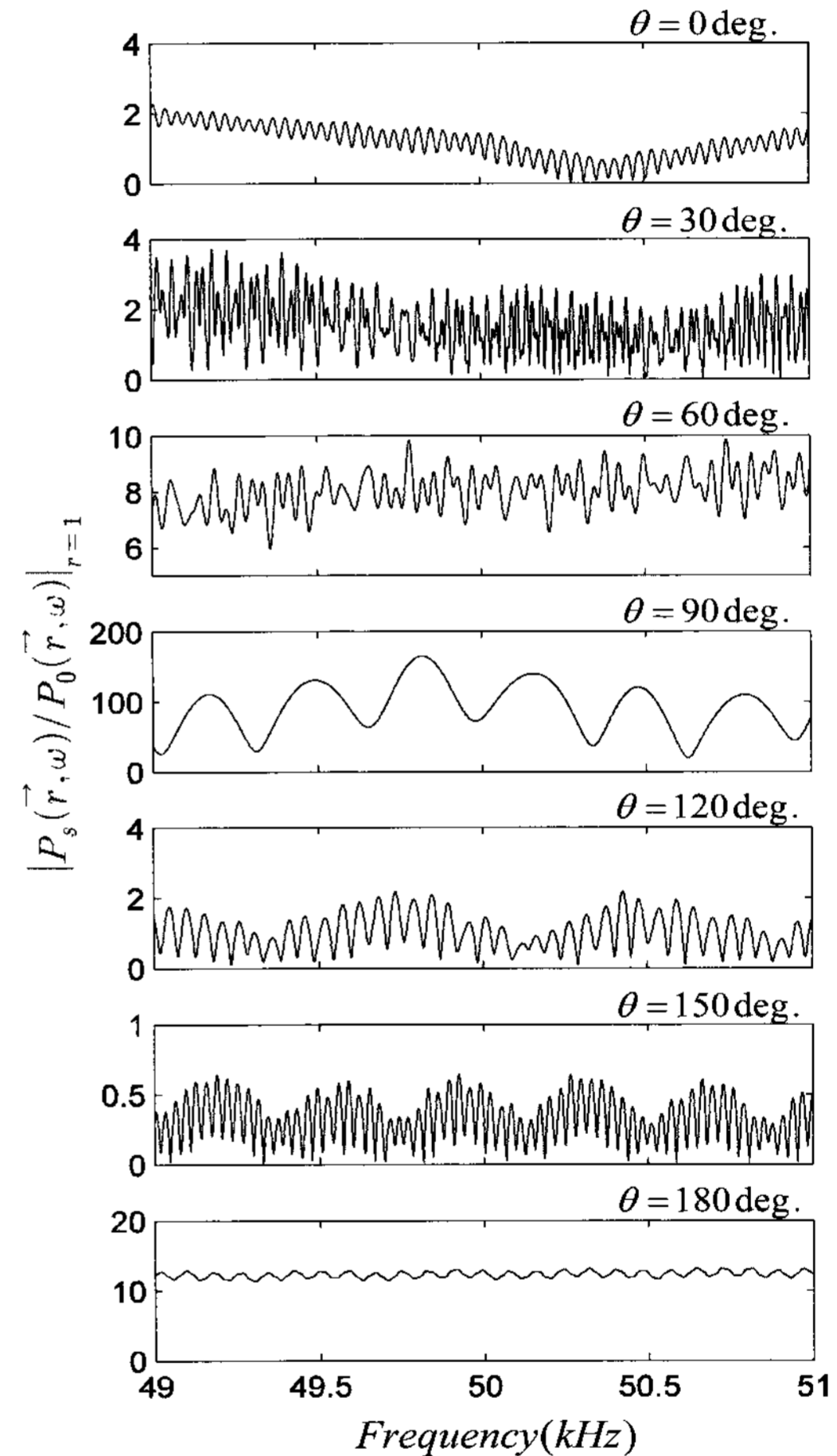


그림 10. 단위 입사파에 대한 이상화된 잠수함모델의 입사각도별 후방산란 음파 주파수 응답 ($r = 1m$)
Fig. 10. Frequency responses for an unit incident acoustic wave by the rotating angle of idealized submarine model ($r = 1m$).

그림 10은 단위 진폭의 평면 음파가 대상표적으로 입사되는 경우의 회전각도별 주파수 응답의 크기($= |P_s(\vec{r}, \omega) / P_0(\vec{r}, \omega)|$)를 $r = 1m$ 일 경우로 환산하여 나타낸 모의 결과이다. 회전각도에 따라 그 주파수 응답특성이 상이하게 나타나고 있으며, 주선체 및 전망탑의 영향으로 인해 $\theta = 90^\circ$ 에서 후방산란 신호가 가장 크게 나타나고 있음을 알 수 있다.

또한, 주파수에 따른 응답특성 변화가 심하게 나타나고 있다. 이는 대상 표적을 구성하는 세부구조들이 독립적인 하이라이트로 회전각도에 따라 서로 다르게 기여하기 때문인 것으로 판단된다. 특히, $\theta = 90^\circ$ 에서는 그 변화폭이 가장 크게 나타나고 있으며, 이는 주선체와 전망탑의 후방산란신호가 서로 간섭되어 나타나기 때문인 것으로 판단된다. 아울러, 그림 10의 주파수 응답으로는 하이라이트들의 위치와 기여도를 파악하기가 쉽지 않음도 알 수 있다.

한편, 그림 11은 모의된 대상 표적의 후방산란 음향 신호를 표적의 회전각도별로 나타낸 것이다. 이 때, 입사각에 따른 신호 크기가 큰 차이를 보이므로 편의상 최대 신호 값으로 정규화 (normalizing)하여 나타내었으며, 신호에 크게 기여하는 하이라이트를 직관적으로 파악하기 위해 대상 표적 모델을 중첩하여 나타내었다.

수치모의결과는 잠수함의 일반적인 후방산란 신호 포락선 형태 [1,2]와 유사한 형태를 보이고 있다. 대상 표적을 구성하는 각각의 세부구조물들이 독립적인 하이라이트 (highlight)들로서 기여하고 있으며, 입사 신호 길이와 세부 구조물의 특성길이에 따른 신호 신장효과 (elon-

gation effect)가 각각의 하이라이트 위치를 기점으로 나타나고 있다 [2]. $\theta = 0^\circ$ 에서는 함수구조와 전망탑에 의한 신호가 나타나고 있으며, 함수구조에 의한 후방산란 신호보다 전망탑에 의한 신호가 크게 나타나고 있다. 이는 함수구조가 구 (sphere)와 같은 이중곡면 (double-

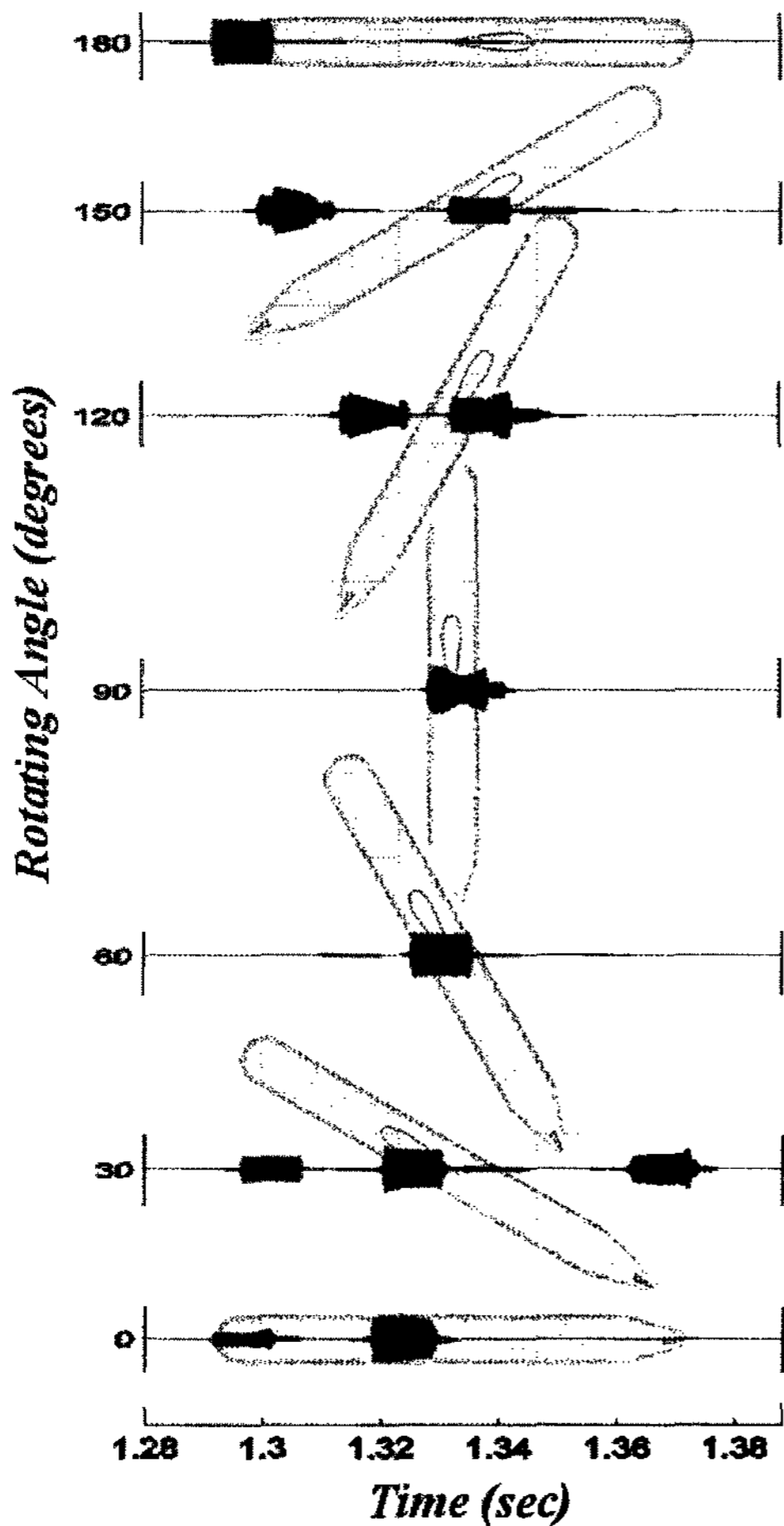


그림 11. 이상화된 잠수함 모델에 대한 입사각도별 후방산란 음향 신호 해석결과

Fig. 11. Acoustic signals backscattered from the idealized submarine model by the rotating angle.

curved surface)인데 반해, 전망탑은 원통 (cylinder)와 같은 단일곡면 (single-curved surface)이기 때문인 것으로 판단된다. $\theta = 30^\circ$ 에서는 $\theta = 0^\circ$ 에서와 달리 두 개의 신호가 추가적으로 나타나고 있다. 세 번째 작은 신호는 전망탑-주선체의 이중반사에 의한 것으로 파악되었다. 네 번째 신호는 주선체-꼬리날개-주선체의 삼중반사에 의한 것으로 그 크기가 전망탑에 의한 신호크기와 비슷한 수준이며, 이는 꼬리날개의 전면부를 작은 평판으로 모델링하였기 때문이다. $\theta = 60^\circ$ 에서는 전망탑에 의한 신호가 우세하게 나타나며, 이는 전망탑의 날개단면 형상특성으로 인해 대상 표적의 회전각도가 커짐에 따라 음파 입사각도에 대응하는 곡선반경 (curve radius)이 커지기 때문이다. 또한, $\theta = 90^\circ$ 에서는 한 개의 신호만이 나타난다. 이는 음파가 원통형상의 주선체의 옆면에 수직으로 입사하고 특성길이가 상대적으로 짧게 나타나기 때문이다. $\theta = 120^\circ$ 에서는 두 개의 강한 신호가 나타난다. 첫 번째 신호는 원추형상 (conical shape)의 함미구

조에 의한 단일반사 신호와 원추형상-꼬리날개의 이중반사 신호가 합성되어 나타난 것이며, 두 번째 신호는 전망탑에 의한 단일반사 신호와 주선체-전망탑에 의한 이중반사신호에 의한 것이다. 또한, $\theta = 60^\circ$ 에서 나타난 함수구조에 의한 신호는 거의 나타나지 않고 있다. $\theta = 150^\circ$ 에서는 두 개의 큰 신호와 한 개의 작은 신호가 나타난다. 첫 번째 신호는 $\theta = 120^\circ$ 에서 관찰된 신호와 같이 원추형상 (conical shape)의 함미구조에 의한 단일반사 신호와 원추형상-꼬리날개의 이중반사 신호가 합성되어 나타난 것이다. 세 번째 작은 신호는 주선체-전망탑의 이중반사에 의한 신호이다. 또한, $\theta = 30^\circ$ 에서 나타난 함수구조에 의한 신호는 나타나지 않고 있다. $\theta = 180^\circ$ 에서는 한 개의 강한 신호가 나타난다. 이는 원추형상의 함미구조 끝단을 작은 원판으로 모델링하였기 때문이다. 또한, 다른 각도와는 달리 전망탑에 의한 신호가 거의 나타나지 않는다. 이는 전망탑의 단면형상 특성으로 인해 전망탑 옆면으로 입사하는 음파의 입사각이 상대적으로 크기 때문인 것으로 판단된다.

이상과 같이 주파수 응답에서는 파악할 수 없었던 하이라이트의 위치와 기여도는 본 연구에서 제안한 방법에 의한 시간영역 후방신호 모의를 통해 비교적 쉽게 추정할 수 있음을 확인하였다.

IV. 결론

본 논문에서는 물리광학법과 푸리에 변환을 바탕으로 수중표적의 시간영역 음파 후방산란 신호 모의를 위한 수치해석방법을 구현하였다.

키르코프-헬름홀츠 적분식에 키르코프 근사이론을 적용하여 물리광학법에 근거한 주파수 응답해석 식을 유도하였으며, 이를 이용해 계산한 후방산란 신호의 주파수 응답에 역 푸리에 변환을 취하여 시간 영역 신호를 모의하였다. 또한, 입사 음파의 직접조사 면적을 산정하기 위한 적응 삼각형 빔 방법과 다중반사 효과를 고려하기 위한 가상면 개념을 적용하였다.

평면 음파가 정사각형 평판에 수직으로 입사하는 경우에 대한 수치모의 결과를 새롭게 유도한 해석적 시간영역 물리광학법의 결과와 비교하여 본 연구에서 구현한 수치모의방법의 타당성을 검증하였다. 반구형 원통 모델의 측정결과와 비교하여 본 연구방법이 거울반사가 우세한 경우에 대해 유효한 결과를 제공할 수 있으나, 고차 산란 성분이 우세하게 나타날 수 있는 작은 표적에 대해서는

오차가 커질 수 있음을 확인하였다. 또한, 이상화된 잠수함 모델에 대한 수치모의를 통해 주파수영역에서는 파악하기 어려운 하이라이트 위치와 기여도를 시간영역 모의를 통해 효율적으로 추정할 수 있음을 확인하였다.

아울러, 보다 정도 높은 후방산란 신호 모의를 위해 작은 표적에 대해 나타날 수 있는 고차 산란 성분 에 대한 추가적인 연구가 이루어져야 할 것으로 사료된다.

감사의 글

본 논문은 한국과학재단 지정 첨단조선공학연구센터의 지원으로 수행되었으며, 도움을 주신 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고 문헌

1. R. J. Urick and A. W. Pryce, *A Summary of Underwater Acoustics Data: Part II Target Strength*, (ONR, 1953).
2. 김부일, *외부형 불연속점을 포함한 능동소나 모의표적의 반사신호 합성 기법*, (경북대학교 박사학위 논문, 2001).
3. P. M. Embree and D. Daneli, *C++ Algorithm for Digital Signal Processing*, (Prantice Hall, 1999).
4. T. Okumura, T. Masuya, Y. Takao, and K. Sawada, "Acoustic Scattering by an Arbitrarily Shaped Body: an Application of the Boundary-element Method," *ICES Journal of Marine Science*, **60**(3), 563-570, 2003.
5. M.H. Davis, "Target Strength Estimation Using Finite Element Analysis," DSTO Tech. Notes, DSTO-TN-0395, 2001.
6. 김국현, 조대승, 김종철, "수중표적의 고주파수 후방산란 해석," *대한조선학회 논문집*, **42**(5), 528-533, 2005.
7. 최영호, 신기철, 유진수, 김재수, 주원호, 김영현, 박종현, 최상문, 김우식, "수중물체에 대한 음향 표적강도의 수치해석과 실험적 검증," *한국해양공학회지*, **19**(1), 64-70, 2005.
8. 이태경, *보강재 효과 및 다중 반사를 고려한 물수체의 표적강도 예측*, (서울대학교 석사학위논문, 2005).
9. Almgren, M., "Acoustic Target Strength Prediction Model," *Proceedings Hydroakustik 1997 Conference*, Stockholm, September 9-10, 1997.
10. P. Y. Ufimtsev, "Method of Edge Waves in the Physical Theory of Diffraction," translation prepared by the U.S. Air Force Foreign Technology Division, 1971.
11. J. B. Keller, "Geometrical Theory of Diffraction," *Journal of Optical Society of America*, **52**, 116-130, 1962.
12. H. G. Schneider, G. Berg, and L. Gilroy, "Acoustic Scattering by a Submarine: Results from a Benchmark Target Strength Simulation Workshop," *ICSV10*, 2475-2482, 2003.
13. D. Klement, J. Preissner, and V. Stein, "Special Problems in Applying the Physical Optics Method for Backscatter Computation of Complicated Objects," *IEEE Trans. Ant. Prop.*, **36**(2), 228-237, 1988.
14. 조대승, 성상경, 김진형, 최재호, 박일권, "적응 삼각형 빔 방법에 의한 실내음장 해석," *한국소음진동공학회 논문집*, **13**(4), 82-91, 2003.

15. 박상현, *모서리가 반구 형태인 실린더의 양상태 산란 특성*, (한양대학교 대학원 석사학위 논문, 2007).
16. E. F. Knott, *Radar Cross Section Measurement*, (VNR, New York, 1993).
17. C. Jin, J. Xu, and W. Wan, "Graphical Computational Method for Near-field Backscattering Problems," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, **13**, 227-235, 1999.
18. C. W. Nell and L. E. Gilroy, "An Improved BASIS Model for the BeTSSi Submarine," *DRDC Atlantic TR 2003-199*, 2003.

부록. 해석적 시간영역 물리광학법

식 (9)의 양변에 역 푸리에 변환을 취하고 정리하면 후방산란 음파의 시간이력은 식 (A1)에 유도된 바와 같이 일정한 시간지연을 갖는 입사 음파 시간이력의 시간 편미분에 대한 적분식으로 구할 수 있다.

$$\begin{aligned}
 p_s(\vec{r}, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_s(\vec{r}, \omega) e^{j\omega t} d\omega \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[-\frac{jk}{2\pi r} e^{-jkr} \int_S \Gamma e^{jkz'} P_i(\vec{r}') \cos\phi dS \right] e^{j\omega t} d\omega \\
 &= -\frac{1}{2\pi rc} \int_S \Gamma \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_i(\vec{r}') j\omega e^{j\omega(t-\frac{r-z'}{c})} d\omega \right] \cos\phi dS \\
 &= -\frac{1}{2\pi rc} \int_S \Gamma \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_i(\vec{r}') \frac{\partial}{\partial t} \left\{ e^{j\omega(t-\frac{r-z'}{c})} \right\} d\omega \right] \cos\phi dS \\
 &= -\frac{1}{2\pi rc} \int_S \Gamma \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_i(\vec{r}') \frac{\partial}{\partial t} e^{j\omega(t-\frac{r-z'}{c})} d\omega \right] \cos\phi dS \\
 &= -\frac{1}{2\pi rc} \int_S \Gamma \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_i(\vec{r}') e^{j\omega(t-\frac{r-z'}{c})} d\omega \right] \cos\phi dS \\
 &= -\frac{1}{2\pi rc} \int_S \Gamma \frac{\partial}{\partial t} \left[p_i\left(\vec{r}', t - \frac{r-z'}{c}\right) \right] \cos\phi dS
 \end{aligned} \tag{A1}$$

송신 위치에서의 입사 음파의 시간이력을 식 (11)과 같은 변조된 가우시안 펄스 (modulated Gaussian pulse)로 가정하면, 표적면에 도달하는 입사 음파는 식 (A2)과 같이 송신기로부터 표적면까지의 거리차로 인한 시간지연된 신호가 발생하며,

$$\begin{aligned}
 p_i(\vec{r}', t) &= p_i(\vec{r}, t - \frac{r-z'}{c}) \\
 &= \sin\left\{ 2\pi f_c \left(t - \frac{r-z'}{c} \right) \right\} e^{-\left\{ \left(t - t_0 - \frac{r-z'}{c} \right) / T_s \right\}^2}
 \end{aligned} \tag{A2}$$

이를 다시 시간에 대해 편미분을 취하면 식 (A3)이 된다.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} p_i(\vec{r}', t) &= 2\pi f_c e^{-\left\{ \left(t - t_0 - \frac{r-z'}{c} \right) / T_s \right\}^2} \\
 &\left[\cos\left\{ 2\pi f_c \left(t - \frac{r-z'}{c} \right) \right\} - \frac{\left(t - t_0 - \frac{r-z'}{c} \right)}{\pi f_c T_s^2} \sin\left\{ 2\pi f_c \left(t - \frac{r-z'}{c} \right) \right\} \right]
 \end{aligned} \tag{A3}$$

표적면이 강체 ($r=1$)이고, $x-y$ 평면상에 면적이 S 인 평판이 놓여 있다면 ($z'=0$), 수직 입사 음파에 대한 산란 음파 시간 이력은 식 (A4)가 되며,

$$\begin{aligned}
 p_s(\vec{r}, t) &= -\frac{1}{2\pi r c} \int_S \frac{\partial}{\partial t} \left[p_i \left(\vec{r}, t - \frac{r}{c} \right) \right] dS \\
 &= -\frac{1}{2\pi r c} \frac{\partial}{\partial t} \left[p_i \left(\vec{r}, t - \frac{r}{c} \right) \right] \int_S dS \\
 &= -\frac{S}{2\pi r c} \frac{\partial}{\partial t} \left[p_i \left(\vec{r}, t - \frac{r}{c} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{A4}$$

식 (A3)을 식 (A4)에 대입하여 정리하면 (A5)가 되며, 본문 중 식 (12)와 동일한 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
 p_s(\vec{r}, t) &= \frac{f_c S}{r c} e^{i((\tau - t_0 - r/c)/T_s)^2} \\
 &\cdot \left\{ \cos(2\pi f_c \tau) - \frac{(\tau - t_0 - r/c)}{\pi f_c T_s^2} \sin(2\pi f_c \tau) \right\}
 \end{aligned} \tag{A5}$$

여기서, $\tau = t - r/c$ 이다.

저자 약력

• 김 국 현 (Kookhyun Kim)



1971년 5월 25일생
 1994년 2월: 인하대학교 선박해양공학과 (공학사)
 1996년 2월: 인하대학교 대학원 선박공학과 (공학 석사)
 2007년 2월: 부산대학교 대학원 조선해양공학과 (공학박사)
 1996년 8월~현재: (주)한진중공업
 ※관심분야: 수중음향, 음파 및 전자기파 고주파수 산란

• 조 대 승 (Dae-Seung Cho)



1963년 1월 12일생
 1985년 2월: 서울대학교 조선해양공학과 (공학사)
 1987년 2월: 서울대학교 대학원 조선공학과 (공학 석사)
 1991년 2월: 서울대학교 대학원 조선공학과 (공학박사)
 1991년 9월~1997년 8월: (주)현대중공업
 1997년 9월~현재: 부산대학교 교수 (부교수)
 ※관심분야: 진동, 소음, 함정스텔스

• 성 우 재 (Woojae Seong)

한국음향학회지 제23권 제8호 참조.