

# 고주파 해수면 후방산란 신호 측정

## Measurements of High-frequency Sea Surface Backscattering Signals

최지웅\*, 나정열\*, 박경주\*, 윤관섭\*, 박정수\*\*, 나영남\*\*  
(Jee Woong Choi\*, Jungyul Na\*, Kyung Ju Park\*,  
Kwan-Seob Yoon\*, Joung-Soo Park\*\*, Young Nam Na\*\*)

\*한양대학교 지구해양학과와 해양음향연구실, \*\*국방과학연구소

(접수일자: 2001년 12월 20일; 수정일자: 2002년 2월 20일; 채택일자: 2002년 3월 26일)

해수면에서의 음파산란 특성을 파악하기 위한 해수면 후방산란실험을 2000년 11월 동해시 연안에서 수행하였다. 평면입사각의 범위는  $20^\circ \sim 40^\circ$ 였고 주파수는 60 kHz였다. 실험해역의 풍속은 3 m/s, 해수면 거칠기는 1 m 이하로 관측되었다. 분석된 해수면 후방산란강도는 경계면 산란강도 예측 모델에 비해서 높게 나타났으며 이러한 차이는 작은 평면입사각에서 더욱 크게 나타났다. 이러한 차이를 설명하기 위하여 해수면 부근의 공기방울층에 의한 산란 효과를 고려한 결과 실측치와 모델이 잘 일치하였다.

**핵심용어:** 해수면 산란, 잔향음, 공기방울층

**투고분야:** 수중음향 분야 (5.2)

Sea surface backscattering signal measurements were conducted in the shallow waters off the east coast of Korea to study the acoustic wave scattering from the sea surface. The grazing angles of wave range from  $20^\circ$  to  $40^\circ$  with a frequency of 60 kHz. The wind speed and surface roughness of the experiment area were 3 m/s and below 1 m, respectively. The measured acoustic backscattering strengths greatly exceed the composite roughness predictions at low grazing angles. To account for this discrepancy, the scattering strengths due to a near-surface bubble layer were considered. The prediction with bubble contribution was found to be in good agreement with the experimental measurement.

**Keywords:** Sea surface scattering, Reverberation, Bubble layer

**ASK subject classification:** Underwater acoustics (5.2)

## I. 서론

경계면에서 음파 산란 및 반사 특성 연구는 해양 내에서 음파 전달 특성을 파악하는데 가장 중요한 요소이다. 특히 해수면은 시공간적인 변화가 심하므로 해수면에서의 음파 간섭 현상을 파악하는 데는 많은 어려움이 있다. 해수면 음파 산란 특성을 파악하기 위한 연구는 국내외에서 활발히 진행되고 있으며 특히 측정된 산란강도와 해양환경 파라미터의 관계를 파악하고자 하는 연구가 활발히 진

행되고 있다[1-7]. Chapman과 Harris[8]는 0.4~6.4 kHz 주파수 대역과 0~15 m/s의 풍속 범위 내에서 실험에 의한 후방산란강도 예측을 위한 경험식을 제시하였으며 이 모델은 0.1~6.4 kHz의 주파수 대역 및  $80^\circ$  이하의 평면입사각에서 적합한 것으로 알려져 있다[9]. Kur'ynov[10]는 이론적인 Rayleigh-Rice 근사 (approximation)와 Kirchhoff 근사를 결합한 복합 거칠기 (composite roughness) 근사를 소개하였다. 그러나 20 kHz 이상의 여러 실험 결과에서 평면입사각 (grazing angle)이 작거나 풍속이 빠를수록 산란강도는 복합 거칠기 근사를 통해 예측된 것보다 높은 양상을 나타내었다. McDaniel[3,4]은 이러한 원인을 해수면 하부에 존재하는 미세 공기방울에 의한 산란 영

책임저자: 최지웅 (choijw@hanyang.ac.kr)  
425-791 경기도 안산시 사1동 1271번지  
한양대학교 지구해양학과와 해양음향연구실  
(전화: 031-400-4233; 팩스: 031-502-6068)

향으로 가정한 후, Crowther의 공기방울 산란모델[11]과 McDonald와 Henyey의 공기방울 군집(plume)에 의한 산란 모델[12,13]을 복합 거칠기 근사와 결합한 모델을 제시하였다. 국내는 최 등[1]이 공기방울 생성량이 비교적 많은 항만에서 해수면 후방산란 실험을 실시하였다. 그 결과 작은 평면입사각뿐만 아니라 중간 범위의 평면입사각(30°~45°)에서도 공기방울로 추정되는 산란층에 의한 산란 영향이 크게 작용하였으며 공기방울 밀도가 높은 경우에 산란된 신호에서는 주파수 확장이 발생함을 확인하였다. Dahl 등[6]은 수중에서 송신된 음파와 대기에서 송신된 전자기파가 해수면의 같은 영역에 입사하도록 측정 시스템을 설치한 후 후방산란강도를 측정하였으며, 측정 결과 풍속 3 m/s 이상에서 풍속이 증가함에 따른 전자기파에 의한 해수면 후방산란 강도보다 음파에 의한 해수면 후방산란 강도가 훨씬 빠르게 증가하였고, 이러한 원인 또한 공기방울에 의한 산란 영향임을 주장하였다. 본 논문에서는 공기방울 산란 영향이 우세한 것으로 알려진 작은 평면입사각(20°~40°) 범위에서의 후방 산란강도를 측정하여 해수면 거칠기 산란 모델 및 미세공기방울에 의한 산란 모델과 비교 분석하였으며, 낮은 평면입사각 범위에서의 해수면 산란강도를 예측할 수 있는 모델을 제시, 검증하였다.

## II. 산란 이론

### 2.1. 해수면 산란 이론

기존의 해수면 산란 이론식에는 Rayleigh-Rice 근사와 Kirchhoff 근사가 있으며 두 모델의 적용은 해수면 거칠기에 따라 달라진다. 수중음향에서 해수면 거칠기 정도는 Rayleigh 파라미터( $\chi = 2kH \sin \theta$ )로 표시한다. 이 때  $k$

는 음파의 파수,  $H$ 는 해수면 거칠기를 나타내는 파고의 제곱평균(rms)값이며  $\theta$ 는 평면입사각이다. 일반적으로  $\chi$ 가 1보다 작을 경우에는 Rayleigh-Rice 근사를 적용하고  $\chi$ 가 1보다 클 경우에는 Kirchhoff 근사를 이용하여 해수면 후방산란강도를 계산한다[14]. 그러나 실제 해수면 거칠기는 음파의 파장에 비해 제곱평균 해수면 파고가 큰 저주파 성분과 제곱평균 해수면 파고가 상대적으로 작은 고주파 성분이 섞여 있으므로 해양에서의 음파 산란을 이해하기 위해서는 작은 평면입사각 범위에서는 Rayleigh-Rice 근사에 저주파 성분에 의한 평면입사각의 변화를 보정해준 복합 거칠기 근사를, 반사각 범위에 근접할수록 Kirchhoff 근사를 이용한다(그림 1)[1-4].

일반적으로 60° 이하의 평면입사각 범위에서는 Bragg 회절이 우세하게 작용하게 되며 이 구간에서의 복합 거칠기 근사는 아래와 같다[3].

$$\sigma_{com} = \frac{2}{\pi} k^4 \langle \sin^4(\theta + \varepsilon) \rangle W(2k \cos \theta, 0) \quad (1)$$

여기서  $\sigma_{com}$ 은 해수면 후방산란 단면적이며,  $\langle \rangle$ 는 해수면 성분 중 저주파 성분의 기울기인  $\tan \varepsilon$ 에 대한 앙상블 평균이다(그림 1). 또한  $W(\vec{K})$ 는 이차원 해수면 거칠기 스펙트럼이다. 이차원 해수면 거칠기는 무지향성 해수면 거칠기( $\bar{W}(K)$ )와 아래와 같은 관계가 있다.

$$\bar{W}(K) = \frac{W(\vec{K})}{2\pi} \int_0^{2\pi} K d\phi \quad (2)$$

여기서  $\phi$ 는 방위각이다. 본 논문에서는 무지향성 파수 스펙트럼으로 Donelan 등[15]과 Pierson[16]의 모델을 이용하여 계산하였으며 두 모델의 적용에 관한 설명은 [2]에 상세히 설명되어 있다. 식 (1)에서 Bragg 파수인  $2k \cos \theta$ 가 의미하는 것은 해수면이 주기 함수임을 의미

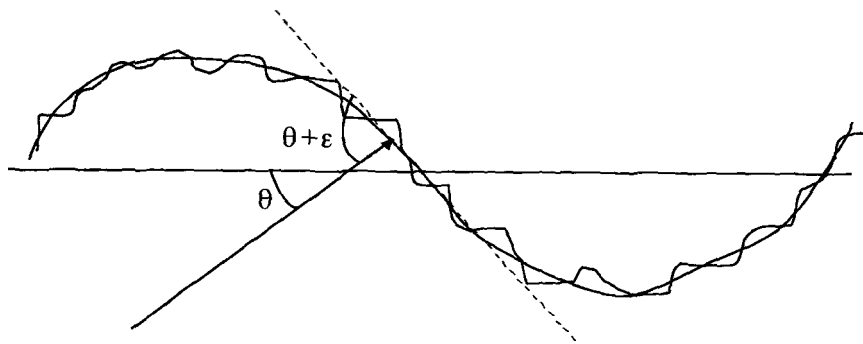


그림 1. 고주파 성분과 저주파 성분이 혼합되어 존재하는 거친 해수면

Fig. 1. A compositely rough surface which is partitioned into two regimes-large-scale waves and small-scale waves.

하는 것이 아니라 해수면 파장이 음파의 파장에 비해 매우 작을 경우 해수면 스펙트럼 중에서 Bragg 파수에 해당되는 해수면 거칠기에서 가장 우세한 후방산란이 발생함을 의미한다. 반사각인 90° 부근에서는 Kirchhoff 근사를 이용하여 산란강도를 계산하며 단상태 모델은 양상태 Kirchhoff 근사[2]로부터 계산가능하다.

$$\sigma_{kir} = \frac{k^2 R^2}{2\pi \sin^2 \theta} \int_0^\infty r J_0(2k|\cos \theta|r) e^{-x(1-\alpha)r} dr \quad (3)$$

여기서  $J_0$ 는 영차 Bessel 함수이며  $R$ 은 반사계수,  $x$ 은 Rayleigh 파라미터로서  $2kH \sin \theta$ 이며  $H$ 는 제곱평균 해수면 파고이다.  $C(r)$ 은 해수면 거칠기 변이에 대한 등방성 자기상관함수 (isotropic autocorrelation function)이다.

### 2.2. 미세 공기방울에 의한 산란 이론

외해의 경우 해수면 부근의 공기방울은 쇄파와 강우에 의해서 발생하는 것으로 알려져 있다. 연안의 경우는 쇄파와 강우 원인 외에도 해양 식물의 광합성 작용, 해양 동물의 호흡, 유기물 분해, 퇴적층 내에 포함되어 있던 가스의 분출 등의 여러 원인들에 의해서 외해에 비해 공기방울 생성량이 훨씬 많으며 이렇게 발생된 공기방울은 해수면 부근의 음파 전달에 많은 영향을 미친다. O'Hern 등[17]은 해수면이 잔잔할 경우에도 15~16 μm의 반경을 갖는 공기 방울들이 단위체적당 10<sup>5</sup>에서 5×10<sup>6</sup>개까지 존재함을 밝혔다. 이는 해수면이 잔잔할 경우에도 음파 전달을 고려시 공기방울 영향을 고려해야 함을 의미한다. McDainel[4]은 3~60 kHz의 주파수 범위에서 풍속이 같을 경우, 연안이 외해에 비해 높은 산란강도를 보이며 이러한 불일치의 원인은 연안에서의 공기방울 생성량이 외해에 비해 높기 때문이라고 하였다.

미세 공기방울에 음파가 입사할 경우 산란 단면적 ( $\sigma_s$ )은 아래와 같다.

$$\sigma_s = \frac{4\pi a^2}{[(f_R/f)^2 - 1]^2 + \delta^2(f)} \quad (4)$$

여기서  $f_R$ 은 공진주파수이며,  $\delta$ 는 총 감쇠 상수로써 세 요소로 구성되어진다.

$$\delta = \delta_r + \delta_t + \delta_v \quad (5)$$

여기서  $\delta_r$ 는 산란에 의한 감쇠 상수 ( $\delta_r = ka = 0.0136$ )이며,  $\delta_t$ 는 열전도성 (thermal conductivity)에 의한 감쇠 상수,  $\delta_v$ 는 점성률 (viscosity)에 의한 감쇠 상수로 아래

식으로 근사할 수 있다[18].

$$\delta = 2.55 \times 10^{-3} f^{1/3} \quad (6)$$

체적에서의 음파의 감쇠는 공기방울 산란단면적 ( $\sigma_s$ )과 음파 에너지를 열로 변환하는 흡수 단면적 (absorption cross section,  $\sigma_a$ )에 영향을 받는데 이 두 단면적의 합을 소멸 단면적 (extinction cross section,  $\sigma_e$ )이라 한다[19].

$$\sigma_e = \sigma_s + \sigma_a = \frac{4\pi a^2(\delta/\delta_r)}{[(f_R/f)^2 - 1] + \delta^2} \quad (7)$$

또한 단위체적당 소멸단면적은 아래와 같다.

$$S_e = \int_0^\infty \sigma_e N(a) da \approx \frac{2\pi^2 a^3 N(a_R)}{\delta_{Rr}} \quad (8)$$

여기서  $N(a)$ 는 단위 공기방울 반경 증가당 단위 체적당 공기방울 개수이며  $\delta_{Rr}$ 은 산란에 의한 공진 감쇠 상수 ( $\delta_{Rr} = k_R a = 0.0136$ )이다. Crowther는 공기방울 층에서 공기방울에 의한 후방산란 모델을 개발하였다[11].

$$\sigma_b = \frac{\sin \theta}{8\pi} \frac{\delta_r}{\delta} (1 + 8S_e' \exp(-2S_e') - \exp(-4S_e')) \quad (9)$$

$$S_e' = \frac{S_e}{\sin \theta} \quad (10)$$

여기서  $\sigma_b$ 는 공기방울층에 의한 후방산란 단면적이다. 공기방울 밀도는 표층 3 m까지는 지수적으로 감소하다가 3 m 이후부터는 멱함수 법칙 (power law)을 따르는 것으로 알려져 있으며[20], McDaniel과 Gorman은 아래와 같은 공기방울 개수를 예측하기 위한 실험식을 제시하였다[21].

$$N(z, a) = n(U_{10}/15)^{4.5} \exp[-z(15/U_{10})^3] \quad (11)$$

여기서  $U_{10}$ 은 고도 10 m에서 측정된 해상풍 속도이며  $n$ 은 공기방울 반경에 대한 함수로서 연안에서 측정된 Johnson과 Cooke[22]의 자료와 McDaniel과 Gorman[21]이 구한  $n$ 을 이용하여 아래와 같은 근사 모델을 만들었다(표 1).

$$n \sim 1.2 \left( \frac{a^{-4}}{10^7} \right) \quad (12)$$

표 1에 의하면 McDaniel과 Gorman의  $n$ 값과 식 (12)에 의해서 구해진  $n$ 값은 유사한 값을 갖는다.

표 1. 공기방울 반경의 함수인  $n$  값 비교

Table 1. Comparison of the values of  $n$  as a function of bubble radius.

Resonant frequency (kHz)	Bubble radius ( $\mu\text{m}$ )	$n$ (McDaniel & Gorman)	$n$ (using (12))
20	150	$2.1 \times 10^9$	$2.37 \times 10^9$
40	100	$1.2 \times 10^9$	$1.2 \times 10^9$
60	50	$1.9 \times 10^9$	$1.92 \times 10^9$

### III. 실험 및 분석 방법

2000년 11월 1일 고주파 해수면 잔향음을 측정하기 위한 실험이 강원도 동해시 연안에서 이루어졌다. 측정 해역의 수심은 20 m였으며 수심 18 m에 음원을 설치하였다. 사용한 음원은 ITC-5003 트랜스듀서로 6°의 3 dB 빔폭을 갖는다 (그림 2). 송신에 사용된 음파는 60 kHz, 정현파 신호로 1 ms, 4 ms, 10 ms의 펄스를 사용하였으며 200 kHz로 샘플링하였다. 발생된 음파는 음원 지향각 20°, 30°, 40°에 대해서 1초 간격으로 각각 50번씩 반복 송신되었다. 수신된 신호는 A/D 변환기와 대역통과 필터를 거친 후 컴퓨터 하드 디스크에 저장하였다 (그림 3).

그림 4는 관측된 수심별 음속 구조이다. 표층에서 약 15 m까지는 해수 혼합이 잘 이루어져 일정한 음속구조를 가지며 15 m 이하에서 음속이 감소하는 경향을 보이고 있다. 실험시의 파고는 1 m 이하였고 풍속은 3 m/s였다. 본 연구에서는 같은 풍속일 경우 외해에 비해 연안에서의 공기방울 생성량이 많다는 기존의 연구[1,4]에 따라 연안

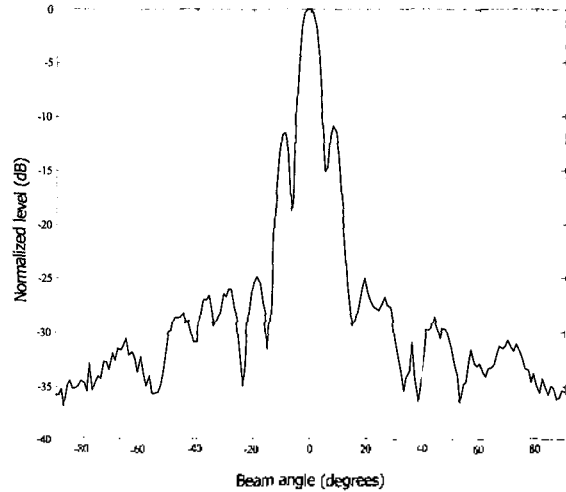


그림 2. 60 kHz 대역에서 측정된 음원의 빔패턴  
Fig. 2. The measured beam pattern for a frequency of 60 kHz.

에서 측정된 공기방울 개체수 자료인 Johnson과 Cooke [22]의 자료를 이용하여 만든 근사모델 (식 (12))을 사용하여 공기방울 반경에 대한 함수인  $n$ 을 구한 후 공기방울을 모델에 대입함으로써 연안에서의 공기방울 영향을 정

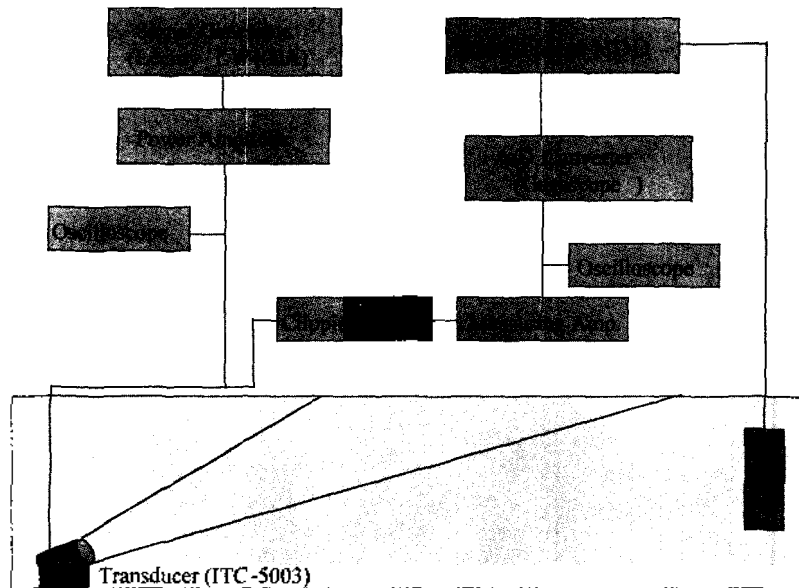


그림 3. 측정 장비 구성도  
Fig. 3. Experimental layout for measurements.

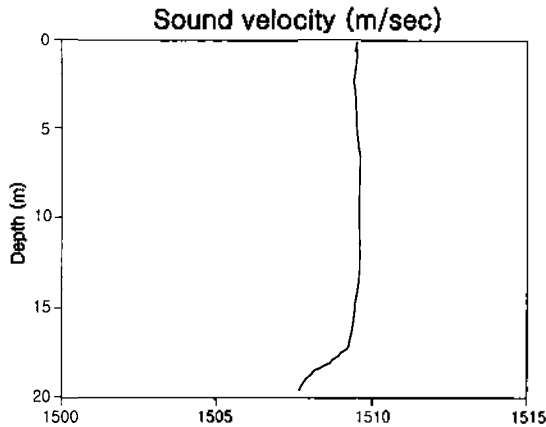


그림 4. 수심별 음속 구조  
Fig. 4. Measured Sound velocity profile.

확히 파악하고자 하였다.

수신된 신호는 산란강도를 구하기 위하여 앙상블 평균 (ensemble average)을 취한 후 RVS를 고려하여 잔향음 준위를 계산하였다. 산란강도는 계산된 잔향음 준위를 아래 공식에 대입하여 계산할 수 있다[23].

$$BS = RL - SL + 2TL - 10 \log A \quad (13)$$

여기서  $BS$ 는 후방산란강도 (dB re  $1\text{m}^2$  at 1 m),  $RL$ 은 잔향음 준위 (dB re  $1\mu\text{Pa}$ ),  $SL$ 은 음원 준위 (dB re  $1\mu\text{Pa}$  at 1m)이며,  $TL$ 은 음원에서 해수면까지의 전달손실 (dB)이다.  $A$ 는 입사면적 (ensonified area)으로 빔폭과 펄스

길이에 의해서 결정되어진다.  $TL$ 은 전파손실 (spreading loss)과 흡수손실 (absorption loss)을 고려하여 계산되어진다.

$$TL = 20 \log_{10} r + \alpha r \quad (14)$$

여기서  $r$ 은 음원에서 산란체까지의 거리이며,  $\alpha$ 는 흡수상수 (absorption coefficient)로 본 논문에서는 Francois와 Garrison[24, 25]의 모델에 의하여 계산된  $0.0194\text{ dB/m}$ 를 사용하였다.

#### IV. 측정 결과

작은 평면입사각에서의 해수면 음파 산란 특성을 파악하기 위해서 음원 지향각을  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$ 로 변화시키면서 측정을 하였다. 그림 5는 GSM (Generic Sonar Model) [26]을 이용한 음선 추적 결과이다. 지향각이  $10^\circ$ 인 경우 지향각이  $0^\circ$ 인 경우에 비해 송신된 음파가 해저면 영향 없이 해수면으로 전파됨을 알 수 있다. 따라서  $10^\circ$  이상 지향각부터는 해저면에 의한 해수면 신호의 왜곡 현상은 무시 가능하다.

그림 6은 다양한 전파 경로를 보여주고 있다. 경로 A는 부엽에 의한 해수면 반사파로서 주엽에 비해 작은 음압이 송신되지만 해수면 반사 (fathometer return)에 의해서

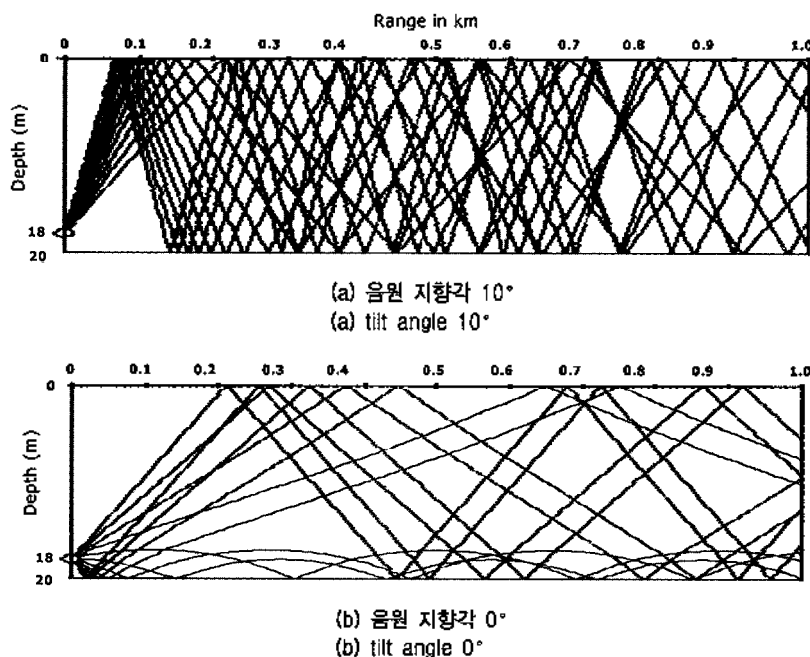


그림 5. GSM을 이용한 음선 추적  
Fig. 5. Ray-tracing using GSM.

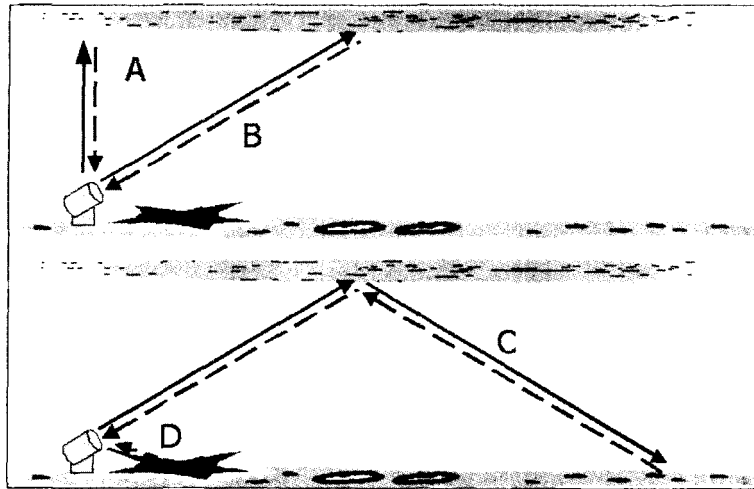


그림 6. 음파 전달 경로  
Fig. 6. Various sound propagation paths.

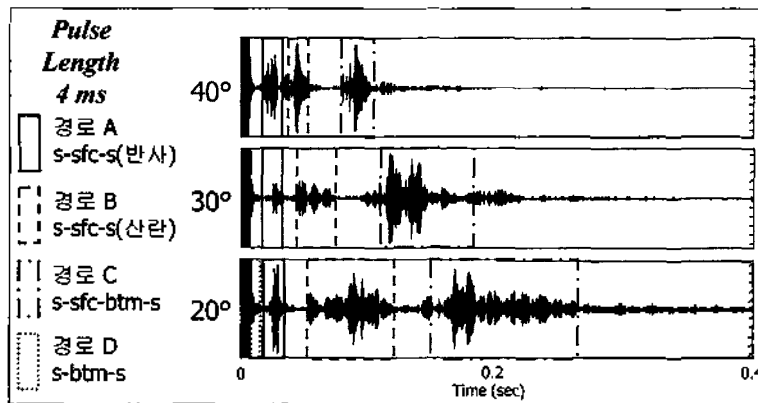


그림 7. 지향각별 산란 신호  
Fig. 7. The scattering signals with tilt angles.

단상태의 경우 강하게 수신된다. 경로 B는 주엽에 의한 해수면 후방산란 신호로서 본 논문에서 해수면 및 공기방울층에서의 후방산란 특성 파악을 위해 분석하는 신호이다. 또한 경로 C는 해수면 반사 후 해저면에서 후방산란된 다음 같은 경로로 되돌아 오는 신호이다. 경로 D는 부엽에 의한 해저면 후방산란 신호이다. 그림 7은 경로 A, B, C, D에 의해서 수신된 지향각별 산란 신호이다. 지향각 20°, 30°, 40°에서 경로 B보다 경로 C에 의한 신호가 더 강하게 수신됨을 확인할 수 있다. 이는 해수면 후방산란 강도에 비해서 해저면 후방산란 강도가 훨씬 높을 경우 발생할 수 있으며 해저면 후방산란강도와 해수면 후방산란강도의 차가 경로 B보다 더 먼 거리를 전파함에 따른 전달 손실 및 해수면 반사 손실보다 큰 경우이면 가능하다. 실험 해역의 평균입도는 2.05  $\phi$ 의 사질 성분으로 구성되어 있었으며 지향각 40° 경우 Mourad와 Jackson[27]의 해저면 후방산란 모델에 의해 계산된 경로 C에서의 해저면 후방

산란강도는 -23.5 dB이며 실측된 해수면 후방산란 강도는 -34.2~-42.4 dB의 범위로 약 15 dB의 차를 보인다. 따라서 전달 손실 및 반사 손실을 고려하더라도 경로 C가 경로 B에 비해서 강하게 수신된다.

해수면 거칠기에 의한 산란강도는 반사각 부근에서는 Kirchhoff 근사로 그 이외에 범위에서는 복합 거칠기 근사로 예측할 수 있으며 경계면 산란단면적은 내삽법 (interpolation)을 통하여 두 모델을 결합하여 계산한다 [27,28].

$$\sigma_{sfc} = f(x)\sigma_{kir} + (1 - f(x))\sigma_{com} \quad (15)$$

여기서  $f(x)$ 는 내삽법 함수로써 아래와 같이 정의된다.

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^x} \quad (16)$$

$$x = 0.524(\theta_{kir} - \theta) \quad (17)$$

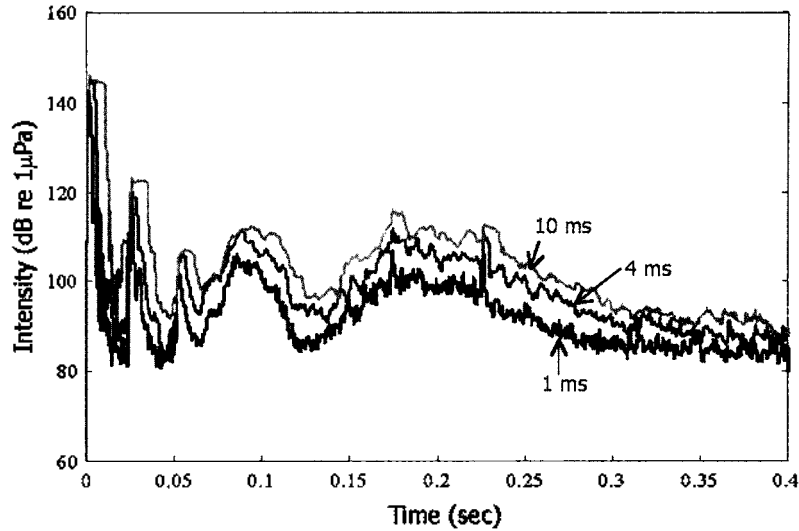


그림 8. 펄스길이별 잔향음 준위 (지향각: 20°)  
 Fig. 8. Reverberation level with three different pulse lengths (tilt angle: 20°).

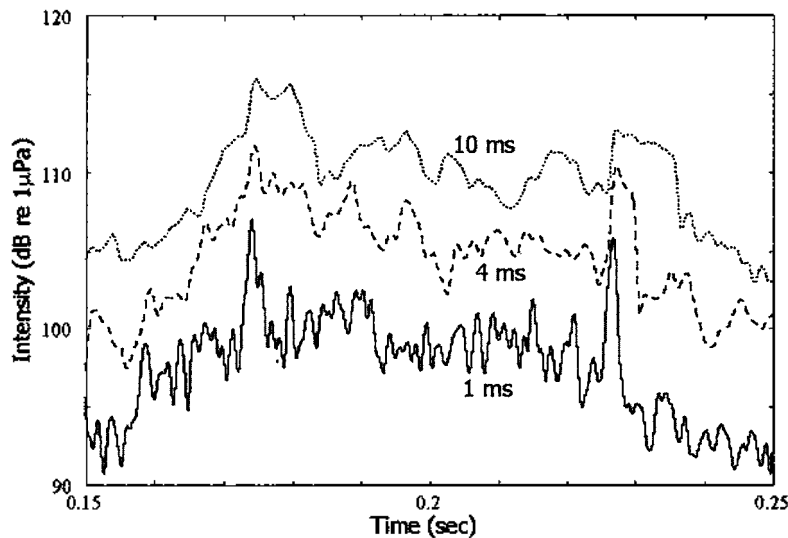


그림 9. 펄스길이에 따른 잔향음 신호의 변동성 (지향각: 20°)  
 Fig. 9. Fluctuation of reverberation signals with three different pulse lengths (tilt angle: 20°).

$\theta_{kir}$ 은 반사각에서  $\sigma_{kir}$ 보다 15 dB 감소할 경우의 평면 입사각이다. 또한 작은 평면입사각 부근에서는 경계면에 의한 해수면 후방산란 단면적과 공기방울 산란 모델에 의한 후방산란 단면적을 결합한다.

$$\sigma_{total} = \sigma_{sc} + \sigma_b \quad (18)$$

실측자료에 의한 산란강도는 계산된 잔향음 준위를 식 (13)에 대입함으로써 구할 수 있다. 계산된 잔향음 준위는 펄스길이가 증가할수록 증가하는 경향을 보인다 (그림 8). 펄스길이가 길어질수록 경계면 산란 신호가 증가하므로 주변소음과 시스템 소음으로부터 경계면 산란 신호를

분리하기가 용이하다. 그러나 펄스길이가 증가할수록 신호의 분해능 (resolution)은 떨어지는 단점이 있다[29]. 그림 9에 의하면 펄스길이가 증가할수록 신호의 변동성 (fluctuation)이 줄어드는 경향을 보이고 있다. 따라서 경계면 또는 체적상의 특성 변화를 제대로 반영하지 못하게 되므로 실험 목적에 맞는 적합한 펄스길이를 설정하는 것이 중요하다.

그림 10은 실측 자료와 모델들을 비교한 그림이다. 평면입사각이 작을수록 경계면 산란 모델과 실측치와는 큰 차이를 나타내고 있으며 실측시의 풍속인 3 m/s에서의 공기방울 공진운동에 의한 산란모델과는 잘 일치하는 경향을 나타내고 있다. 이러한 결과는 실험 당시의 풍속이

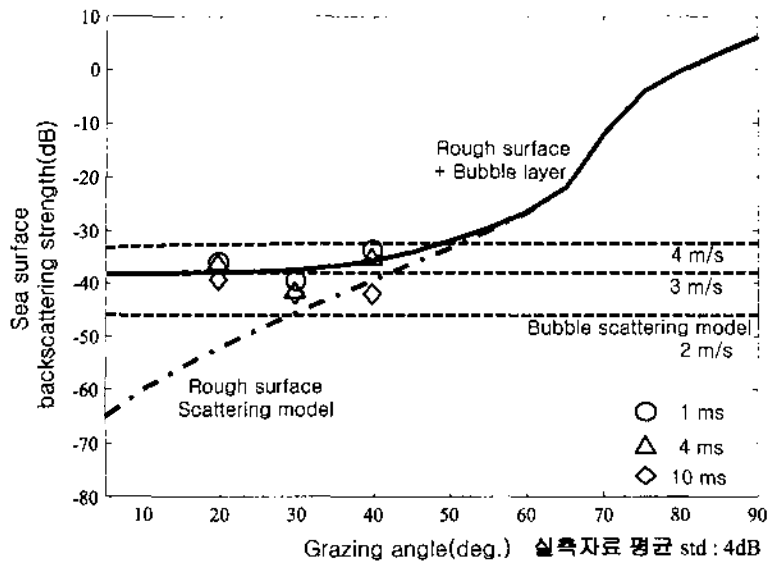


그림 10. 측정된 후방산란 강도와 모델과의 비교  
 Fig. 10. Comparison of Model and measured data.

3 m/s로 비교적 약했음에도 불구하고 작은 평면입사각에서는 공기방울 산란이 중요함을 의미한다. 또한 평면입사각이 증가할수록 경계면 산란 모델과의 차가 줄어들며 이는 평면입사각이 증가할수록 경계면 산란 영향이 증가함을 의미한다. 측정된 산란강도는 평면입사각이 증가함에 따라 증가하는 경계면 산란 형태를 따르지 않고 평면입사각이 증가함에도 산란강도는 일정하게 유지되고 있으며 이러한 결과는 공기방울 산란이 후방산란에 가장 큰 영향을 미치고 있음을 나타낸다. 또한 펄스길이에 따른 잔향음 준위가 증가하였음에도 불구하고 산란강도는 펄스길이에 무관한 경향을 나타내고 있다. 이는 산란강도는 단위 면적당 강도로서 계산되므로 펄스길이에 대한 영향은 식 (13)의 입사면적에서 보정되기 때문이다.

해수면 산란 예측 모델에 의한 모의 결과 작은 평면입사각 범위 ( $<40^\circ$ )에서는 공기방울 산란 모델에 의한 예측치가 우세하며 그 이후의 평면입사각 범위에서는 경계면 산란 모델에 의한 예측치가 우세하게 나타남을 알 수 있다 (그림 10). 이러한 결과는 해수면이 잔잔할 경우에도 해수 중에는 일정량의 공기방울이 존재하며 이러한 공기방울의 영향은 비교적 높은 평면입사각인  $40^\circ$  부근까지도 산란 신호에 영향을 미침을 보여준다. 풍속이 약한 경우 (3 m/s 이하)에도 비교적 높은 평면입사각까지 공기방울 산란이 큰 영향을 미치는 이유는 해수면이 잔잔함에 따라 해수면 후방산란강도는 감소함에도 불구하고 해수 중에는 일정량의 공기방울이 존재함에 따라 공기방울 산란강도는 일정한 수준을 유지하기 때문이다.

### V. 결론 및 토의

공기방울 산란 영향이 큰 것으로 알려진 작은 평면입사각 ( $20^\circ \sim 40^\circ$ ) 범위에서의 후방 산란 특성을 파악하고 정확한 산란강도를 예측하기 위하여 풍속이 3 m/s이고 해수면 파고가 1 m 이하인 해상상태에서 후방산란 신호를 측정하였다. 측정 결과 고주파인 경우 작은 평면입사각에서의 후방산란 신호는 공기방울의 영향을 크게 받음을 알 수 있었고 평면입사각이 증가함에 따라 공기방울의 영향 보다는 해수면에 의한 산란 영향이 커짐을 알 수 있었다. 또한 모델에 의한 모의 결과 해수면이 잔잔할 경우에도 해수 중에는 일정량의 공기방울이 존재하며 이러한 공기방울의 영향은 평면입사각  $40^\circ$  부근까지도 산란 신호에 영향을 미침을 보여주고 있다. 원거리를 탐지할 경우 작은 평면입사각에 의한 경계면 산란이 높은 평면입사각에 비해 큰 영향을 미치므로 해수면에서의 공기방울에 의한 산란강도 예측은 매우 중요하다.

### 감사의 글

본 연구는 수중음향특화연구센터의 연구지원에 의하여 수행되었음.



## 참고 문헌

1. 최지웅, 나정열, 조운현, "내면에서의 해수면 후방산란신호 특성," 한국음향학회지, 19 (2), 46-53, 2000.
2. 최지웅, 나정열, 나영남, "양상태 해수면 음파산란 측정," 한국음향학회지, 20 (4), 81-86, 2001.
3. S. T. McDaniel and A. D. Gorman, "Acoustic and radar sea surface backscatter," *J. Geophys. Res.*, 87 (C6), 4127-4136, 1982.
4. S. T. McDaniel, "Sea surface reverberation: A review," *J. Acoust. Soc. Am.*, 94 (4), 1905-1922, 1993.
5. P. H. Dahl, "On the spatial coherence and angular spreading of sound forward scattered from the sea surface: Measurements and interpretive model," *J. Acoust. Soc. Am.*, 100, 748-758, 1996.
6. P. H. Dahl, W. J. Plant, B. Nützel, A. Schmidt, and E. A. Terray, "Simultaneous acoustic and microwave backscattering from the sea surface," *J. Acoust. Soc. Am.*, 101 (5), 2583-2595, 1997.
7. P. H. Dahl, "On bistatic sea surface scattering: Field measurements and modeling," *J. Acoust. Soc. Am.*, 105 (4), 2155-2169, 1999.
8. R. P. Chapman and J. H. Harris, "Surface backscattering strengths measured with explosive charges," *J. Acoust. Soc. Am.*, 34, 1592-1597, 1962.
9. R. P. Chapman and H. D. Scott, "Surface backscattering strengths measured over an extended range of frequencies and grazing angles," *J. Acoust. Soc. Am.*, 36, 1735-1737, 1964.
10. B. F. Kur'ynov, "The scattering of sound waves at a rough surface with two types of irregularity," *Sov. Phys. Acoust.*, 8, 252-257, 1963.
11. P. A. Crowther, "Acoustic scattering from near-surface bubble layers," in *Cavitation and Inhomogeneities in Underwater Acoustics*, edited by W. Lauterborn, Springer-Verlag, Berlin, 1980.
12. B. E. McDonald, "Echoes from vertically striated subresonant bubble clouds: a model for ocean surface reverberation," *J. Acoust. Soc. Am.*, 89, 617-622, 1991.
13. F. S. Henyey, "Acoustic scattering from ocean microbubble plumes in the 100Hz to 2kHz region," *J. Acoust. Soc. Am.*, 90, 399-405, 1991.
14. L. M. Brekhovskikh and Yu. P. Lysanov, *Fundamentals of Ocean Acoustics*, 2nd ed, Springer-Verlag, Berlin, 1991.
15. M. A. Donelan, J. Hamilton, and W. H. Hui, "Directional spectra of wind generated waves," *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A*, 315, 509-562, 1985.
16. W. J. Pierson, "The theory and applications of ocean wave measuring systems at and below the sea surface, on the land, and from aircraft and spacecraft," NASA Contract Rep. CR-2646, NASA, Washington DC, 1976.
17. T. J. O'Hern et al., "Comparison of holographic and Coulter Counter measurements of cavitation nuclei in the ocean," *J. Fluids Eng.*, 110, 200-207, 1988.
18. Jr. C. Devin, "Survey of thermal, radiation, and viscous damping of pulsating air bubbles in water," *J. Acoust. Soc. Am.*, 31, 1651-1667, 1959.
19. H. Medwin and C. S. Clay, *Fundamentals of Acoustical Oceanography*, Academic Press, Boston, 1998.
20. J. Wu, "Bubble populations and spectra in near-surface ocean: Summary and review of field measurements," *J. Geophys. Res.*, 86, 457-463, 1981.
21. S. T. McDaniel and A. D. Gorman, "Spectral spread of sea-surface reverberation," *J. Acoust. Soc. Am.*, 74, 241-248, 1983.
22. B. D. Johnson and R. C. Cooke, "Bubble populations and spectra in coastal waters: a photographic approach," *J. Geophys. Res.*, 84, 3761-3766, 1979.
23. R. J. Urick, *Principles of Underwater Sound*, McGraw-Hill, New York, 1983.
24. R. E. Francois and G. R. Garrison, "Sound absorption based on ocean measurements: Part I: Pure water and magnesium sulfate contributions," *J. Acoust. Soc. Am.*, 72 (3), 896-907, 1982.
25. R. E. Francois and G. R. Garrison, "Sound absorption based on ocean measurements: Part II: Boric acid contribution and equation for total absorption," *J. Acoust. Soc. Am.*, 72 (6), 1879-1890, 1982.
26. H. Weinberg, *Generic Sonar Model*, Naval Underwater Syst. Ctr., Tech. Doc. 5971A, 1980.
27. P. D. Mourad and D. R. Jackson, "High frequency sonar equation models for bottom backscatter and forward loss," *Proc. OCEAN'89*, 1168-1175, 1989.
28. APL-UW High-Frequency Ocean Environmental Acoustic Models Handbook, Ch. II, Surface, APL-UW TR 9407, October 1994.
29. W. S. Burdic, *Underwater Acoustic System Analysis*, Prentice Hall, New Jersey, 1991.

## 저자 약력

## ● 최 지 웅 (Jee Woong Choi)

한국음향학회지 제19권 제2호 참조

## ● 나 정 열 (Jungyul Na)

한국음향학회지 제8권 제6호 참조

## ● 박 경 주 (Kyung Ju Park)

한국음향학회지 제20권 제6호 참조

## ● 윤 관 섭 (Kwan-Seob Yoon)

1993년 3월~2000년 2월: 한양대학교 이과대학 지구해양과학과 (이학사)  
 2000년 3월~2002년 2월: 한양대학교 대학원 지구해양과학과 (이학석사)  
 2002년 3월~현재: 한양대학교 대학원 지구해양과학과 박사과정  
 ※ 주관심분야: 수중음향

## ● 박 정 수 (Joung-Soo Park)

한국음향학회지 제20권 제6호 참조

## ● 나 영 남 (Young Nam Na)

한국음향학회지 제15권 제3호 참조